

50376 1988 87 Nº d'ordre : 246

50376 1988 87

THÈSE

présentée à

L'UNIVERSITE DES SCIENCES ET TECHNIQUES DE LILLE FLANDRES ARTOIS

pour obtenir le titre de

DOCTEUR DE L'UNIVERSITE

par

Philippe HERIN

CONCEPTION ET CARACTERISATION DE CAPTEURS DE FLUX RADIATIF ET CONVECTIF. APPLICATION AUX MESURES «IN SITU».

Soutenue le 24 Juin 1988 devant la Commission d'Examen

MM.

Membres du Jury :

Y. LEROY P. THERY R. TORGUET A. LEBRUN R. HOUDART M. DEGENNE Président, Rapporteur Directeur de Thèse Rapporteur Examinteur Examinateur Examinateur

AVANT PROPOS.

Ce travail a été effectué au sein du laboratoire "Mesures Automatiques" du Centre de Recherche Science des Matériaux et techniques de construction (CRESMAT) de l'Université des Sciences et Techniques de Lille Flandres-Artois.

Monsieur le Professeur P THERY m'a confié le thème de cette étude. Je tiens à lui exprimer toute ma reconnaissance pour ses orientations, ses conseils précieux et les encouragements qu'il m'a prodigués tout au long de ce travail ainsi que la part active qu'il a eue dans son aboutissement.

Je tiens à remercier Monsieur le Professeur A LEBRUN pour ses conseils très riches et ses encouragements.

Je suis particulièrement reconnaissant à Monsieur le Professeur Y LEROY pour l'honneur qu'il me fait de présider le jury de cette thèse.

Je suis très honoré par la présence de Monsieur le Professeur R TORGET au jury de cette thèse. Je le prie d'accepter le témoignage de ma gratitude.

Je remercie Monsieur le Professeur R HOUDART d'avoir accepté de faire partie du jury. Je suis sensible à la présence dans le jury de Monsieur DEGENNE.

Je tiens à remercier tout particulièrement Monsieur LECLERCQ et Monsieur GAVIOT avec lesquels j'ai travaillé en étroite collaboration et pour la part active et chaleureuse qu'ils ont apportés à ce travail.

Je remercie Monsieur DUTHOIT, Maitre de conférence au département Génie civil de l'IUT de Béthune, pour son aimable collaboration et en particulier pour ses conseils dans le traitement des mesures "in situ" qu'il m'a prodigués au début de ce travail.

Durant toute la durée de ce travail, j'ai bénéficié d'une aide précieuse de la part de Monsieur BOUCHIQUET dans le domaine des mesures automatiques, qu'il soit remercié ici.

Enfin je remercie Monsieur DEHORTER qui a assuré avec beaucoup de gentillesse l'impression de ce document.

SOMMAIRE

INTRODUCTION. 1

CHAPITRE I : SEPARATION DES COMPOSANTES RADIATIVE ET	
CONVECTIVE DU FLUX THERMIQUE A LA SURFACE D'UNE PAROI	4
I-INTRODUCTION.	5
II-LES CIRCUITS IMPRIMES BIMETALLIQUES APPLIQUES A LA MESUR	E
DES FLUX THERMIQUES.	5
II-1-DESCRIPTION DES CIRCUITS THERMOELECTRIQUES ET CAPTEURS	5
A CIRCUITS IMPRIMES BIMETALLIQUES.	5
II-2-DESCRIPTION DES FLUXMETRES THERMIQUES	7
III-PROBLEME POSE PAR LA MESURE DES FLUX THERMIQUES EN	
REGIME VARIABLE	8
III-1-ERREUR DYNAMIQUE	8
III-2-ERREUR DUE A LA DEVIATION DES LIGNES DE FLUX EN REGIM	Œ
PERMANENT	12
IV-RESULTATS EXPERIMENTAUX "IN SITU".	15
IV-1-DESCRIPTION DU DISPOSITIF EXPERIMENTAL.	15
IV-2-MESURE DES FLUX ET TEMPERATURE DE SURFACE DANS UN	
CAISSON A PAROIS ISOLEES: SYMETRISATION SPATIALE DES	
ECHANGES CONVECTIFS ET RADIATIFS.	16
IV-3-SEPARATION DES ECHANGES RADIATIFS EN REGIME VARIABLE	Α
L'AIDE DE FLUXMETRES DISPOSES SUR UNE PAROI LOURDE	24
IV-3-a-analyse des composantes lissées.	28
IV-3-b-analyse des variations centrées.	30
IV-3-c-vérification à l'aide de la simulation classique du flux radiatif net	
échangé au niveau de l'interface fluide-paroi.	37

CHAPITRE II : CONCEPTION DE NOUVEAUX CAPTEURS PERMETTANT LA	
MESURE DU FLUX RADIATIF A PARTIR DE LA SIMULATION DU CHAMP	
DE TEMPERATURE ET DES LIGNES DE FLUX DANS UN THERMOCOUPLE	
DE SURFACE	39
I-INTRODUCTION.	40
II-PRESENTATION DES CONDITIONS DE SIMULATION.	40
III-MODELISATION 2D DU CHAMP DE TEMPERATURE ET DES LIGNES	
DE FLUX DANS UN THERMOCOUPLE DE SURFACE.	41
III-1-FLUXMETRE THERMIQUE	41
III-2-THERMOPILE NON RECOUVERTE	44
III-2-a-Influence d'un flux convectif.	45
III-2-b-Influence d'un flux radiatif.	46
IV-APPLICATION A LA SEPARATION DES COMPOSANTES RADIATIVE I	ет
CONVECTIVE DU FLUX THERMIQUE	47
V-CONCLUSION.	51
•	

CHAPITRE III : EVALUATION DES DIFFERENTS TRANSFERTS THER	MIQUES
A L'INTERIEUR D'UNE LAME D'AIR EN VUE D'ETALONNER UNE	
THERMOPILE	52
I-DESCRIPTION DU DISPOSITIF D'ETALONNAGE	53
II-FONDEMENTS THEORIQUES	54
II-1-MODELISATION DES TRANSFERTS DANS UNE LAME D'AIR	54
II-2-SEPARATION DES COMPOSANTES CONDUCTIVE, CONVECT	IVE ET
RADIATIVE DU FLUX THERMIQUE.	57
II-3-ETALONNAGE DES CAPTEURS DE FLUX THERMIQUE.	58
III-EVALUATION DES DIFFERENTS TRANSFERTS THERMIQUES	A
L'INTERIEUR D'UNE LAME D'AIR: RESULTATS EXPERIMENTA	UX. 58
III-1-MESURE EN PRESENCE DES DEUX TRANSFERTS PRINCIP.	AUX. 59
III-2-MESURE DE LA VALEUR MOYENNE DU FLUX CONVECT	IF DANS
LA SOURCE D'ETALONNAGE	61
IV-CONCLUSION.	61

CHAPITRE IV : ETALONNAGE ET UTILISATION IN SITU D'UN CAPTEUR	
RADIATIF. INTERPRETATION PHYSIQUE DE SON FONCTIONNEMENT.	69
I-ETALONNAGE D'UN CAPTEUR RADIATIF.	70
II-RESULTATS EXPERIMENTAUX "IN SITU" OBTENUS A L'AIDE DU	
CAPTEUR UNIQUE	76
II-1-CAPTEUR PLACE SUR UNE PAROI LOURDE	76
II-2-CAPTEUR PLACE SUR UNE PAROI ISOLANTE	77
III-INTERPRETATION PHYSIQUE : FEM DEVELOPPEE PAR UNE	
JONCTION BIMETALLIQUE DE GRANDE SURFACE SOUMISE A UN	•
FLUX THERMIQUE NON UNIFORME	93
III-1-RELATION ENTRE LE CHAMP ELECTRIQUE ET LE FLUX	
THERMIQUE INDUCTEUR	93
III-1-a-Conducteur homogène	93
III-1-b-Jonction thermoélectrique de grande surface	94
III-2-EVALUATION DES SENSIBILITES DES DIFFERENTES	
CONFIGURATIONS SIMULEES	96
IV-CONCLUSION.	99
CONCLUSION	101
ANNEXE1 : COUPLAGES THERMOELECTRIQUES DANS LES	
THERMOCOUPLES DE SURFACE.	104
ANNEXE2 : NOTIONS DE CORRELATION.	113
ANNEXE3 : PRESENTATION DE LA CHAINE DE MESURES ET DES LOGICI	ELS
UTILISES	116

٠

•

INDEX DES COURBES	120
INDEX DES FIGURES	126
BIBLIOGRAPHIE	129
RESUME	135

NOTATIONS

a : diffusivité thermique (m^2/s)

b : effusivité thermique ($J\sqrt{s} / m^2 K$)

c: chaleur massique (J/KgK)

 ρ : masse volumique (Kg/m³)

C : capacité thermique (J/K)

 λ : conductivité thermique (W/m²K)

R : résistance thermique (K/Wm^2)

T : température absolue (^oK)

 θ : température ($^{\circ}C$)

 $\Delta \theta$: écart de température (°C)

 Φ : flux thermique (W)

 ϕ : densité du flux thermique (W/m^2)

 $x(t)=x'(t)+x^{*}(t)$: $x^{*}(t)$ est la valeur moyenne et x'(t) la valeur centrée du signal x(t)

 $R_{xx}(\tau)$: autocorrélation du signal x(t)

 $R_{yx}(\tau)$: intercorrélation des signaux x(t) et y(t)

F_{ii} : facteur de forme géométrique

 \mathcal{F}_{ij} : facteur de forme "gris"

 $F(\omega)$: transformée de fourier

 σ : conductivité électrique (mho/m)

 α : pouvoir thermoélectrique ($\mu V/K$)

 ϵ : émissivité

INTRODUCTION

La mesure des flux thermiques s'impose de plus en plus comme une mesure de base pour représenter le déséquilibre énergétique entre un système et le milieu environnant. Les applications potentielles sont nombreuses notamment dans le domaine de la commande des sytèmes à partir de critères énergétiques. ([1][4][6][7][14][17][18][19])

Ces considérations montrent l'intérêt de réaliser des capteurs d'épaisseur suffisamment faible pour obtenir une information représentative des interactions énergétiques entre un sytème réel et le milieu extérieur. De ce point de vue les circuits bimétalliques imprimés sur support souple permettent la réalisation de capteurs de grandes surfaces utilisables dans une gamme étendue de température (200°C). De nouveaux fluxmètres ont été réalisés et optimisés pour la mesure simultanée du flux thermique et de la température de surface;

-soit par mesure de la dépendance de la résistance du circuit imprimé bimétallique avec la température, ([24][32])

-soit en intégrant un thermocouple du type imprimé bimétallique dans le plan de mesure.

La mesure simultanée des flux thermique et températures de surface de part et d'autre d'une paroi opaque permet l'analyse des transferts conductifs en régime transitoire. De nombreux travaux ont été développés sur ce sujet dans le laboratoire et ont montré l'intérêt de la représentation fréquencielle pour l'analyse de la relation fonctionnelle "flux-variation de température". ([2][3][5][8][12][13][20]) Le grand avantage de l'analyse fréquentielle est d'introduire le traitement par corrélation pour l'analyse des relations entre variations de flux et de température.

L'objectif de ce travail est d'étendre le domaine d'application des méthodes précédentes à l'analyse des échanges sur la surface d'une paroi et le milieu fluide environnant. Ces échanges sont habituellement décrits par une superposition de flux radiatif et convectif, le problème pratique consiste à séparer la composante radiative du flux thermique ou inversement. Pour résoudre ce genre de problème de façon idéale est évidemment de réaliser un capteur permettant la séparation des flux radiatif et convectif à chaque instant. Dans ce travail nous montrons que les thermopiles à circuit imprimé bimétallique permettent la réalisation de capteurs effectuant cette séparation. Cette possibilité de mesure est très importante puisqu'elle apporte une solution nouvelle au problème du contrôle des échanges radiatifs en fonction des échanges convectifs supposés mesurés à chaque instant et inversement. Nous appelons "convective" la différence flux total moins flux radiatif. ([9][10][15][16])

Le but essentiel de ce travail est donc d'analyser les problèmes posés par la mesure de la composante radiative du flux thermique sur une paroi opaque en régime variable. Dans le cas particulier d'une paroi "lourde" à température lentement variable, la mesure de la composante radiative du flux thermique peut être ramenée en première approximation à une mesure différentielle de flux thermique entre capteurs dont les surfaces ont été traitées de façon à avoir des émissivités contrastées.

Dans la première partie du travail nous utilisons cette méthode pour obtenir une mesure valable en première approximation, puisque nous ne disposons pas de feuilles d'émissivité parfaitement connue, de la variation en fonction du temps du flux radiatif. Nous avons réalisé les expériences correspondantes dans un caisson climatique et avons obtenu des résultats compatibles avec la modélisation classique des échanges radiatifs.

Dans une seconde partie nous décrivons les capteurs réalisés à partir de thermopiles bimétalliques. La conception de ces capteurs a été possible en partant de la modélisation du champ de température dans le circuit thermoélectrique. Un autre problème important est celui de l'étalonnage, nous présentons dans ce but un dispositif expérimental permettant le contrôle des échanges convectifs et radiatifs en régime permanent. ([21][22][23][25][28])

Cette approche des problèmes de mesures nouvelle à notre connaissance permet l'analyse des échanges "in situ" par utilisation des méthodes classiques de traitement du signal. ([29])

Nous développons ensuite l'interprétation physique du couplage thermoélectrique dans des jonctions bimétalliques de grande surface à partir du champ de température ou de la représentation du flux thermique tangentiel dans le circuit thermoélectrique. ([31][33][34][35][36][37][38])

CHAPITRE I

SEPARATION DES COMPOSANTES RADIATIVE ET CONVECTIVE DU FLUX THERMIQUE A LA SURFACE D'UNE PAROI

I-INTRODUCTION.

Nous tentons dans ce chapitre, après avoir décrit les capteurs thermoélectriques utilisés, leur étalonnage, leur performances et leur limite d'utilisation de vérifier expérimentalement dans un caisson climatique les modèles des transferts convectifs et des bilans radiatifs à la surface d'une paroi opaque. Ces échanges sont habituellement modélisés par une admittance thermique équivalente. Nous montrons que l'on peut par le traitement du signal la scinder en deux termes accessibles par la mesure sur une paroi lourde à l'aide de deux fluxmètres d'émissivités contrastées.

II-LES CIRCUITS IMPRIMES BIMETALLIQUES APPLIQUES A LA MESURE DES FLUX THERMIQUES.

II-1-DESCRIPTION DES CIRCUITS THERMOELECTRIQUES ET CAPTEURS A CIRCUITS IMPRIMES BIMETALLIQUES.

L'utilisation pratique de piles thermoélectriques nécessite la considération de deux facteurs essentiels:

-l'amplitude de la réponse doit être suffisante pour permettre l'utilisation d'appareils électroniques de mesures classiques,

-le temps de réponse doit être assez faible pour permettre les mesures en régime variable.

Ces considérations sont satisfaites pour un grand nombre d'application par des capteurs bimétalliques de faible épaisseur constitués par un ruban de constantan sur lequel des dépôts de cuivre conducteur ont été déposés par méthodes électrolytique. Le circuit bimétallique est facile à fabriquer suivant la technologie des circuits imprimés:



Partant d'un laminé de constantan d'épaisseur 25µm, commercialement disponible sur

support kapton d'épaisseur 25 ou $50\mu m$, une couche de cuivre de $6\mu m$ est déposée par voie électrolytique sur toute la surface du constantan.



Les pistes de la thermopile sont gravées par attaque chimique au perchlorure de fer puis les régions non cuivrées de la thermopile sont alors obtenues à l'aide d'une attaque chimique à l'amonium peroxodisulfate laissant le constantan intact.

Un élément de circuit comportant un seul dépôt électrolytique constitue un thermocouple de surface. Un support continu comportant une succession de dépôts électrolytiques constitue une thermopile. Seuls les dépôts de formes dissymétrique permettent la mesure des flux thermiques en créant un champ de température non uniforme et non symétrique dans l'épaisseur du circuit thermoélectrique. Plusieurs formes ont été réalisées au laboratoire en vue d'obtenir des thermocouples de grande sensibilité.(figure 1)



e, f: agrandissement du "trou" améliorant la canalisation en double faces Figure 1: Différentes cellules thermoélectriques.

II-2-DESCRIPTION DES FLUXMETRES THERMIQUES.

Lorsque le circuit bimétallique est disposé entre deux feuilles de kapton cuivré $(25\mu m)$ de kapton, $35\mu m$ de cuivre) sur les faces externes, pour assurer l'isothermicité du capteur à l'echelle des cellules fluxmétriques, l'expérience montre que les structures multicouches obtenues constituent des capteurs délivrant une fem proportionnelle au flux thermique traversant le plan de mesure de la thermopile.

Pour effectuer la mesure rapide de la caractéristique statique flux thermique-fem détectée, une résistance chauffante imprimée de surface égale à la surface active du capteur est utilisée pour produire le flux thermique. Le fluxmètre étant disposé entre un puit thermique à température constante et la résistance chauffante, 97% de la puissance dissipée s'écoule à travers la surface de mesure lorsqu'une plaque isolante est disposée sur la face supérieure de la résistance chauffante afin de limiter les dépenditions vers la partie supérieure du montage. La faible part de la puissance s'écoulant vers le haut du dispositif peut d'ailleurs être estimée à l'aide d'un fluxmètre auxiliaire ou mieux encore elle peut être rendue nulle par un asservissement à flux nul.[[2]) (figure 2)



Figure 2: Dispositif d'étalonnage pour fluxmètres.

Avec un tel dispositif d'étalonnage rapide, on montre facilement que la tension détectée: -change de signe avec le sens du flux thermique inducteur,

-est proportionnelle à la densité de flux thermique:

$\mathbf{V}=\mathbf{K}\phi$

V : tension détectée en μ V,

 ϕ : densité de flux en W/m²,

K : constante d'étalonnage $\mu V/W/m^2$.

Cette relation caractérise le fluxmètre thermique puisque la constante d'étalonnage ne dépend pas sensiblement:

-du niveau de température auquel sont réalisées les mesures,

-de la valeur du flux thermique à mesurer,

-de la pression appliquée sur la surface du capteur.

De nombreuses expériences ont été réalisées sur des fluxmètres de surface utile 1,6 dm² (12,5x12,5cm²). Pour des thermopiles simple face (K entre 5 et $15\mu V/W/m^2$), les meilleurs résultats ont été obtenus avec le modèle à trous gravés au voisinage de la frontière du dépôt électrolytique. De meilleures sensibilités ont été obtenues avec des thermopiles double face dans lesquelles les trous gravés sont disposés en quinconce sur chaque face de la thermopile (K > $20\mu V/W/m^2$).

III-PROBLEMES POSE PAR LA MESURE DES FLUX THERMIQUES EN REGIME VARIABLE.

III-1-ERREUR DYNAMIQUE.

Les développements de la théorie du signal et de l'instrumentation conduisent à traiter les flux et variations de températures de surface comme des signaux définis par leur contenu spectral indépendamment de leur forme de façon à éliminer les perturbations superposées aux signaux utiles. En fait, comme dans tous les domaines de la physique, les mesures de flux et de température de surface sont perturbées par la réponse en fréquence des capteurs. L'objet de cette partie est de préciser dans quelles conditions les erreurs de mesure dues à la présence de capteurs imprimés sur la surface d'une paroi sont minimisées en régime variable.

En régime transitoire, le transfert énergétique à travers la surface d'une paroi est représentatif du comportement dynamique de la paroi et est caractérisé par une constante thermophysique, l'effusivité $\sqrt{\lambda\rho c}$. Lorsqu'un fluxmètre est placé sur la surface de la paroi, la surface du capteur absorbe la chaleur de la même façon que la paroi lorsque les surfaces

ont des propriétés identiques. Au début du régime transitoire, le passage du flux thermique provoque l'apparition d'une différence de température entre les faces externes proportionnellement au flux thermique traversant le fluxmètre, même si le champ de température n'est pas établi dans la paroi.



Le flux thermique à travers le capteur vérifie la loi de Fourier bien que la paroi ne soit pas en régime permanent. Le capteur est dit en régime quasi stationnaire et a une sensibilité égale à celle mesurée en régime permanent. La condition à vérifier pour effectuer des mesures en régime variable est que le stockage de chaleur dans la capacité thermique soit négligeable par rapport au flux traversant le capteur. Comme en régime permanent, l'erreur de mesure peut être représentée par la différence entre la valeur du flux à mesurer et la valeur du flux mesurée lorsque le capteur est disposé sur la paroi. Pour minimiser l'erreur, la relation fonctionnelle flux thermique-température de surface doit rester inchangée.

De ce point de vue l'erreur de mesure est proportionnelle à la désadaptation entre le capteur et la paroi c'est à dire à l'écart entre les effusivités $\sqrt{\lambda\rho c}$ et $\sqrt{C/R}$ du capteur et de la paroi. La façon la plus simple de représenter cette désadaptation est de représenter les impédances dans le domaine fréquence ([2]). Dans le cas défavorable où le capteur est disposé sur une paroi isolante de faible effusivité le capteur provoque une forte diminution de la température de surface et l'erreur de mesure est importante dans le domaine des fréquences élevées. Le capteur se comporte comme une capacité thermique localisée disposée sur une paroi isolante et provoque des perturbations en régime variable.

Ces considérations montrent que l'utilisation des capteurs sur une paroi doit être limitée aux régimes suffisamment lents pour que la structure multicouches évolue en régime quasi stationnaire. Cette condition étant supposée vérifiée, restent maintenant les problèmes posés par l'interprétation des variations de fem détectées aux bornes du capteur.

Dans le cas où le capteur est placé sur une paroi isolée, il y a échange de chaleur avec le milieu environnant et vice versa mais compte tenu des propriétés isolantes de la paroi, le flux thermique ne peut s'écouler par conduction dans les couches profondes de la paroi. Il en résulte des variations de la température de surface qui compensent les sollicitations thermiques provenant du milieu ambiant. Dans ce cas, le flux de conduction prend une valeur très faible à cause des propriétés isolantes de la paroi sur laquelle il est disposé et la tension détectée ne dépend pas de la valeur de l'émissivité de la feuille recouvrant le capteur. (courbe 1) En effet le flux noté ϕ_1 ne représente pas le flux radiatif, le flux convectif change de signe sur le fluxmètre de forte émissivité ce qui n'apparait pas sur le flux noté ϕ_2 .

Il n'en est pas de même lorsque le capteur est disposé sur une capacité thermique de forte valeur, minimisant les variations de température sur la face inférieure du capteur. Dans ce cas, approché en pratique par une paroi lourde de forte effusivité (paroi de béton par exemple) il y a un bon contact entre la surface et les couches internes de la paroi. La température de surface est controlée par la température des couches internes et varie lentement en fonction du temps. Dans ces conditions le stockage de chaleur dans le capteur est une partie négligeable de la fraction traversant le fluxmètre et l'effet d'inertie thermique est minimisé. Dans la plupart des configurations comportant un fluxmètre disposé sur une grande capacité thermique, la condition de régime quasi stationnaire est vérifiée et la sensibilité du capteur est la valeur mesurée en régime permanent. La température de surface contrôlée par les couches internes de la paroi ne dépend pratiquement pas de la valeur des coefficients représentatifs des échanges thermiques à l'interface paroi-fluide ambiant. Le flux thermique traversant le capteur disposé sur une paroi lourde est donc représentatif des échanges énergétiques entre le milieu ambiant et une paroi de référence à température sensiblement constante, il s'exprime comme une superposition d'échanges convectifs et radiatifs.

 $\phi = \phi_{\rm c} + \phi_{\rm r}$

 $\phi_c = h_c (T_a - T_s)$ est le flux d'énergie pénétrant par convection dans la paroi, T_a étant la température d'air et T_s la température de surface. En fait la simplicité de l'expression donnant ϕ_c n'est qu'apparente puisque le coefficient d'échange par convection est une fonction compliquée de la vitesse de l'air, de la température et dépend de la position géométrique du capteur par rapport à son environnement. La valeur de h_c étant obtenue à partir de résultats expérimentaux, il est intéressant de mesurer directement la valeur de ϕ_c .

De la même façon le bilan radiatif ϕ_r entre une paroi et le milieu environnant est bien connu du point de vue théorique et il existe de nombreuses abaques et programmes permettant de modéliser ces échanges pour les configurations rencontrées en pratique. Pour simplifier on suppose généralement que le flux radiatif traversant un élément de surface peut s'exprimer en fonction de la température radiante T_r de la façon suivante:

$$\phi_{\mathbf{r}} = \epsilon \ \sigma \left(\mathbf{T}_{\mathbf{r}}^{4} - \mathbf{T}_{\mathbf{s}}^{4} \right) \qquad (W/m^{2})$$

 ϵ : émissivité,

 $\sigma = 5,67 \ 10^{-8} \ W/m^2 K^4$.

La température radiante peut être calculée par la relation:

$$T_r^4 = T_1^4 F_{r1} + T_2^4 F_{r2} + \ldots + T_n^4 F_{rn}$$

T_r étant la température radiante sur la surface S en ⁰K,

T_i température de la surface S_i en ^oK,

F_{ri} facteur de forme entre la surface S_i et l'élément de surface S_r,

 $\Sigma F_{ri} = 1.$

Compte tenu de cette définition la variation de la température radiante peut être complexe pour un milieu en évolution et la façon la plus simple de séparer les échanges radiatifs est la mesure directe à l'aide d'un capteur radiatif.

Lorsque la température de surface de la paroi n'est pas modifiée par la présence du capteur, c'est à dire lorsque la température de surface est contrôlée par les couches internes de la paroi, il est possible de modifier la surface du capteur de façon à perturber le bilan des échanges énergétiques entre la paroi et le milieu environnant. Lorsque la surface du capteur est recouverte d'une feuille de faible émissivité, la composante radiative du flux thermique devient négligeable et le bilan thermique est représentatif des seuls échanges convectifs sur la paroi:

 $\phi_{\epsilon \simeq 0} \simeq \phi_c$

Il en résulte que la différence entre les flux mesurés par un fluxmètre recouvert par une feuille de forte émissivité voisine de l et par un fluxmètre de très faible émissivité est représentative du flux radiatif dans la paroi

 $\phi_{\mathbf{r}} = \phi_{\epsilon \simeq 1} - \phi_{\epsilon \simeq 0}$

Dans ce cas la paroi se comporte comme un puits à température constante quelque soit

l'émissivité de la surface du capteur et la valeur du flux radiatif peut être obtenue par la différence entre deux mesures de flux thermique.

Ces considérations montrent que l'exploitation du flux thermique mesuré sur la surface d'une paroi est rendu difficile par les variations de la température de surface et la perturbation du bilan des échanges énergétiques sur la surface d'un fluxmètre ne permet généralement pas la séparation de la partie radiative du flux thermique. Cette séparation n'est possible et approximative que dans le cas particulier où le fluxmètre est disposé sur une paroi à température sensiblement constante.

III-2-ERREUR DUE A LA DEVIATION DES LIGNES DE FLUX EN REGIME PERMANENT.

Compte tenu des considérations précédentes la perturbation introduite par un fluxmètre est surtout due à la modification locale de la température de surface de la paroi provoquée par la présence du fluxmètre. Un tel effet existe également en régime permanent lorsque la paroi est en déséquilibre énergétique avec le milieu environnant. La modification des échanges sur la surface du capteur provoque une non uniformité du flux thermique et la densité de flux mesurée par le capteur est différente de la densité de flux à mesurer en l'absence de capteur. Pour évaluer ces perturbations en régime permanent, il faut résoudre l'équation de Fourier compte tenu des conditions aux limites. Compte tenu de la symétrie du problème, (capteur d'épaisseur négligeable) nous avons utilisé pour celà un logiciel permettant de résoudre l'équation de Fourier à deux dimensions dans un plan de section droite. Nous présentons les lignes de flux et les surfaces isothermes pour quelques configurations rencontrées dans la partie expérimentale.(figure 3)

Les résultats de la modélisation effectuée sur une paroi de béton puis sur une paroi de polystyrène permettent d'estimer les erreurs effectuées en régime permanent. Sur une paroi lourde le flux radiatif mesuré est sous estimé de pratiquement 35% car la température de surface plus faible sous le fluxmètre brillant (-1,8°C) entraine une sur estimation du flux convectif proche de 26%. Dans le cas du polystyrène, pour un écart de 3,7°C l'erreur sur le flux radiatif est de l'ordre de -79% et sur le flux convectif de 250 à 350%.



Courbe 1b: Variations correspondantes des flux ϕ_1 et ϕ_2

-13-



La face arrière du mur échange de la chaleur avec l'environnement à 0°C représenté par un coefficient d'échange = $4W/Km^2$.

Nous présentons maintenant quelques résultats expérimentaux concernant la séparation des échanges convectifs et radiatifs à l'aide de fluxmètres thermiques dans un caisson climatique.

IV-1-DESCRIPTION DU DISPOSITIF EXPERIMENTAL.



Figure 4: Caisson climatique et dispositif de mesures.

Le dispositif expérimental est représenté figure 4, il comprend un caisson climatique de $6m^3$; la température d'air est pilotée par une centrale de climatisation dont on peut faire varier le débit de ventilation. Deux parois en vis à vis sont amovibles et permettent diverses conbinaisons.

Le caisson climatique a été symétrisé dans la configuration comportant 6 parois isolantes.

Les manipulations suivantes ont été effectuées dans la configuration suivante: 5 parois sont constituées de 2cm de bois doublé de 4cm de mousse de polyuéthane, la dernière paroi est une cloison en béton de 13cm d'épaisseur. Deux films résistifs identiques sont tendus au plafond, un transformateur d'alimentation permet de moduler le flux thermique dissipé, donc la température radiante des panneaux résistifs.

Les flux et températures superficielles sont mesurés sur la paroi de béton ou sur la paroi légère qui lui fait face. Les températures d'air et de plafond sont mesurés par des thermocouples Cu-Cn de 0,2mm de diamètre. Les fluxmètres utilisés de surface active $25x25cm^2$ ont une épaisseur voisine de 0,2mm et sont munis d'un anneau de garde assurant l'unidirectionnalité du flux dans la zone de mesure. Leur sensibilité est de $35\mu V/W/m^2$ et leur constante de temps de l'ordre d'une seconde.

Les différents capteurs sont reliés à une centrale de saisie de données pilotée par un micro-ordinateur CBM.(annexe 3) ([30])

IV-2-MESURE DES FLUX ET TEMPERATURE DE SURFACE DANS UN CAISSON A PAROIS ISOLEES: SYMETRISATION SPATIALE DES ECHANGES CONVECTIFS ET RADIATIFS.

Dans le caisson initialement en équilibre thermique avec le milieu extérieur, puisque les flux sur chacune des parois ont des valeurs initiales identiquement nulles, la température d'air subit une augmentation brusque de 10°C. La variation en fonction du temps de la température d'air pendant la durée du régime transitoire est déterminée par la commande du système de climatisation. Le débit du système de ventilation est réglé de façon à s'assurer d'obtenir un écoulement laminaire sur les parois. Les parois étant toutes identiques, un écart entre les températures de surfaces ou entre les flux thermiques détectés résulte d'une dissymétrie spatiale des échanges convectifs.

La symétrisation spatiale des échanges convectifs dans le caisson consiste à mesurer les flux sur les deux parois en vis à vis et parallèles à l'arrivée du flux d'air et à orienter les grilles d'entrée et de sortie du flux d'air de façon à obtenir un écart nul à tout instant entre les températures de surface ou entre les flux thermiques détectés. Après ce réglage nous observons à chaque instant:

 $T_{s_1}(t) = T_{s_2}(t)$ et $\Phi_1(t) = \Phi_2(t)$ (courbe 2)

Les bilans radiatifs entre parois sont d'importances négligeables puisque les températures de surface sont égales à chaque instant et les flux mesurés sont donc purement convectifs. Le coefficient d'échange h_c peut être estimé en régime permanent par le rapport $\frac{\langle \Phi(\infty) \rangle}{\langle \Delta \theta_c \rangle}$. En régime transitoire, les effets capacitifs provoquent une augmentation importante du flux thermique détecté par le capteur.

Les courbes 3a, 3b et 3c permettent de confirmer les considérations précédentes puisque malgré la perturbation des échanges radiatifs réalisée en disposant une feuille de faible émissivité sur l'un des fluxmètre, les flux thermiques restent égaux en régime permanent et transitoire. Seule une faible différence entre les températures de surface 1 et 2 résulte de la différence entre les états de surface des capteurs.

La symétrie entre les panneaux rayonnants placés au plafond a été obtenue à l'aide d'un autotransformateur, commandant la feuille de plus petite résistance, de manière à ajuster la puissance dissipée et obtenir une symétrie parfaite entre les flux détectés par les deux capteurs absorbants précédents quand ces panneaux sont alimentés en même temps.

Pour généraliser les résultats précédents, nous avons mesuré flux et température de surface sur les parois isolées soumises à des variations de flux radiatif dues aux variations de la température de surface des panneaux radiants. Sous l'effet des apports radiatifs, il y a augmentation des températures de surface qui deviennent supérieures à la température d'air en fin d'essai. Il en résulte une annulation, puis une inversion des échanges convectifs proportionnels à $(T_a - T_{s_1})$ représenté courbe 4. Ces résultats montrent que les variations de flux thermique sur la surface d'une paroi isolée sont essentiellement contrôlées par les caractéristiques thermophysiques de la paroi. Les échanges convectifs compensant les perturbations radiatives de façon à ce que le flux thermique conductif dans la paroi garde une valeur constante.



Courbe 2b: Variations correspondantes des flux ϕ_1 et ϕ_2





-dans le plan des capteurs θ_{s_1} et θ_{s_2}

-de surface P_1 et P_2





Courbe 3c: Variations des flux ϕ_1 et ϕ_2



Courbe 4b: Variations correspondantes des flux ϕ_1 et ϕ_2



IV-3-SEPARATION DES ECHANGES RADIATIFS EN REGIME VARIABLE A L'AIDE DE FLUXMETRES THERMIQUES DISPOSES SUR UNE PAROI LOURDE.

Les expériences décrites dans cette partie ont été réalisées dans un caisson dissymétrique comportant une paroi lourde. Le panneau disposé devant celle ci pour réaliser les expériences précédentes a été supprimé.

Le flux thermique mesuré sur la paroi lourde résulte de la superposition d'une contribution convective et d'une contribution radiative:

$$\phi = h_c (T_a - T_s) + A \left[T_r^4 - T_s^4 \right]$$
 (W/m²) (1)

 h_e : coefficient de convection,

T_a, T_s, T_r : températures absolues de l'air, de la surface et radiante,

A : coefficient de rayonnement.

En se limitant au rayonnement grandes longueurs d'ondes, on peut linéariser le terme du transfert radiatif:

 $\phi = h_{c} (\theta_{a} - \theta_{s}) + h_{r} (\theta_{r} - \theta_{s})$ $\phi = h_{c} \Delta \theta_{a} + h_{r} \Delta \theta_{r}$

h_r : coefficient de rayonnement,

 $\theta_{a}, \theta_{s}, \theta_{r}$: températures en °C.

Les signaux de flux et de température mesurés dans le caisson en régime variable sont généralement complexes et l'observation temporelle directe ne permet pas d'estimer quantitativement les relations de dépendances entre flux et températures. Nous introduirons pour simplifier l'analyse les traitements par corrélations flux-températures, ces traitements présentent l'intérêt de supprimer le bruit superposé aux signaux et fournissent des informations énergétiques. A partir de la relation (1) nous déduisons entre fonctions de corrélation la relation fonctionnelle:

 $R_{\phi \Delta \theta_{a}} = h_{c} R_{\Delta \theta_{a} \Delta \theta_{a}} + h_{r} R_{\Delta \theta_{r} \Delta \theta_{a}}$ où $\Delta \theta_{a} = \theta_{a} - \theta_{s}$ et $\Delta \theta_{r} = \theta_{r} - \theta_{s}$

de même à partir de la relation $\phi(\omega) = \theta_a(\omega)$ b' $\sqrt{j\omega}$ applicable dans le cas où la température

équivalente est voisine de la température d'air et quand les sollicitations sont "hautes fréquences" vis à vis des fonctions réponses de la paroi; nous obtenons dans le domaine fréquence:

$$F(\mathbf{R}_{\phi\theta_{a}}) = F(\mathbf{R}_{\theta_{a}\theta_{a}})$$
 b' $\sqrt{j\omega}$

en notant $R_{xx}(\tau)$ la fonction d'autocorrélation du signal x(t), $R_{yx}(\tau)$ la fonction d'intercorrélation des signaux x(t) et y(t) et $F(x(t))(\omega)$ la transformée de Fourier du signal x(t). (annexe)

Nous nous limiterons ici à l'analyse des corrélations entre l'état thermique à la surface de la paroi de béton et celui de la cellule d'essai.

Deux séries d'essais ont été réalisées. Dans le premier cas, la surface du fluxmètre disposé sur la paroi de béton (Φ_1) est noirci de façon à avoir une émissivité voisine de l'unité. Dans le second cas, la surface du capteur est traitée afin de présenter une émissivité voisine de zéro (le fluxmètre Φ_2 reste toujours noir). Il faut bien insister sur le fait que la température sous un capteur non absorbant est différente de celle de la paroi sur lequel il est disposé, la mise en place d'un anneau de garde est donc indispensable pour assurer l'unidirectinnalité du flux dans la zone de mesure. Pour une paroi lourde soumise à un transfert radiatif ce phénomène est cependant peu important. Notons aussi que pour la même raison, nous n'avons jamais accès au flux convectif à la surface de la paroi puisque les températures parois-capteur sont différentes, on peut seulement espérer accéder au coefficient de transfert convectif en admettant qu'il est identique sur la paroi et sur le capteur.

Dans notre dispositif, les transferts de chaleur peuvent résulter de deux sources: la centrale de climatisation et le plafond rayonnant. Tous les essais comportent deux phases. Dans un premier temps, seule la centrale de climatisation est active et impose une température d'air de 30°C modulée par des variations de 2°C environ. Dans la seconde phase les panneaux rayonnants sont alimentés, la consigne de régulation d'air étant inchangée.

Les courbes 5a et 5b sont relatives à un capteur (Φ_1) "brillant", les courbes 6a et 6b à un capteur "noir". Dans les deux cas les valeurs instantanées des signaux sont représentées en traits pleins et les signaux lissés en pointillés, ces deux composantes seront analysées séparément. Pour un signal quelconque x(t) nous noterons $x^*(t)$ sa composante lissée et x'(t) sa composante centrée telles que:

$$\mathbf{x}(t) = \mathbf{x}^{*}(t) + \mathbf{x}'(t)$$





forte émissivité
L'essai représenté courbe 5 relatif à un capteur non absorbant est caractérisé par une variation en échelon de la température radiante (phase1-phase2) sans variation corrélée du flux absorbé, c'est à dire:

$$R_{\delta\phi_{12}^*\delta\theta_{r_{12}}^*} = 0$$

 $\delta \phi_{12}^*$ représente l'écart des évolutions du flux moyen observé entre les phases 2 et 1, de même $\delta \theta_{r_{12}}^*$ représente l'écart des évolutions de $\Delta \theta_r$ entre les deux phases. Ce résultat implique que le flux est corrélé uniquement aux variations de température d'air:

$$R_{\phi^* \Delta \theta^*_{a}} = h_c R_{\Delta \theta^*_{a} \Delta \theta^*_{a}}$$
(2)

on en déduit $h_c = 4,2$ (W/Km²).

Dans les conditions expérimentales choisies, il semble intéressant de décomposer le flux radiatif en deux termes, l'un résultant du plafond actif (θ_r) l'autre des parois légères passives (θ_l) . On a alors la relation suivante entre les fonctions de corrélation:

$$R_{\phi^* \Delta \theta^*_{a}} = h_c R_{\Delta \theta^*_{a} \Delta \theta^*_{a}} + h_{r_1} R_{\Delta \theta^*_{1} \Delta \theta^*_{a}} + h_{r_2} R_{\Delta \theta^*_{r} \Delta \theta^*_{a}}$$
(3)

ou encore en utilisant uniquement les variations apparues dans les signaux par la mise en fonctionnement du plafond rayonnant:

$$\mathbf{R}_{\delta \phi_{12}^* \delta \theta_{\mathbf{r}_{12}}^*} = \mathbf{h}_{\mathbf{r}_1} \mathbf{R}_{\delta \theta_{\mathbf{l}_{12}}^* \Delta \theta_{\mathbf{r}_{12}}^*} + \mathbf{h}_{\mathbf{r}_2} \mathbf{R}_{\delta \theta_{\mathbf{r}_{12}}^* \Delta \theta_{\mathbf{r}_{12}}^*}$$

Pour exploiter ces résultats nous admettrons que la température des parois légères est uniforme $\theta_1 = \theta_{s_2}$ et que le coefficient de convection est constant au point de mesure. La courbe 7 montre les fonctions d'intercorrélation calculées à partir des variations des signaux représentés courbe 6 dans le cas d'un fluxmètre absorbant. Les coefficients de rayonnement calculés à partir des relations (2) et (3) sont:

$$h_{r_1} = 4.8 \ (W/Km^2)$$

et

$$h_{r_{a}} = 0.94 \ (W/Km^{2})$$

Ces résultats sont en bonne concordance avec les valeurs estimées par simulation en



faisant l'hypothèse simplificatrices de parois "grises".

IV-3-b-ANALYSE DES VARIATIONS CENTREES (OU HAUTES FREQUENCES)

Corrélations flux-température de surface

Les relations

$$\phi(\omega) = \theta_{\rm s}(\omega) \ {\rm b} \ \sqrt{{\rm j}\omega}$$
 (4)

et $\phi(\omega) = \theta_{e}(\omega) b' \sqrt{j\omega}$ (5)

sont applicables quand la paroi se comporte comme un milieu semi infini (b: effusivité de la paroi et b'= $\frac{h \ b}{h + b \ \sqrt{j\omega}}$ (6)) (courbe 8). La validité d'une telle hypothèse est liée à la

profondeur de pénétration de l'onde thermique vis à vis de l'épaisseur de la paroi. A une fréquence donnée l'amplitude des oscillations de flux et de température s'amortit suivant une loi exponentielle caractérisée par un paramètre homogène à une longueur:

$$\epsilon = \frac{\sqrt{2a}}{\omega}$$

Le milieu pourra être considéré comme semi infini si le rapport de l'épaisseur de la paroi (l) et de ϵ est grand (en pratique de l'ordre de 4). Pour les signaux traités ce rapport est de l'ordre de 9.

Les fonctions d'intercorrélation $R_{\phi_{s_1}\theta_{s_1}}$ et d'autocorrélation $R_{\theta_{s_1}\theta_{s_1}}$ sont liées par les mêmes relations fonctionnelles que les grandeurs ϕ_{s_1} et θ_{s_1} , en particulier pour un milieu semi infini:

$$\frac{F\left(\underset{\phi_{s_{1}}^{\prime}\theta_{s_{1}}^{\prime}}{\varphi_{s_{1}}^{\prime}\theta_{s_{1}}}\right)}{F\left(\underset{\phi_{s_{1}}^{\prime}\theta_{s_{1}}}{\varphi_{s_{1}}^{\prime}\theta_{s_{1}}}\right)} = b \sqrt{j\omega}$$

L'exploitation de cette relation dans le domaine fréquentiel nécessite la décomposition en série de Fourier des fonctions de corrélations. Le rapport du module du fondamental est compris, pour nos différents essais entre 1600 et 1800 et les déphasages entre fluxtempératures entre 40° et 43°. Ces valeurs sont de l'ordre de grandeurs des résultats théoriques: effusivité du béton 1700<b<2000, déphasage $\frac{\pi}{4}$. Les variations observées s'expliquent aisément si l'on remarque la très faible amplitude des oscillations de température superficielle de l'ordre de 0,2°C.

Corrélations flux-température d'air

Dans le domaine de fréquence considéré, l'interaction paroi ambiance peut être caractérisé par la relation (5). Dans la phase 1 des essais, les oscillations de flux résultent essentiellement des variations de température d'air et la relation $\phi(\omega) = \theta_a(\omega)$ b' $\sqrt{j\omega}$ est applicable.

$$\frac{F\left(\underset{\phi_{1}^{\prime}\theta_{a}^{\prime}}{F\left(\underset{\theta_{a}^{\prime}\theta_{a}^{\prime}}{R}\right)}}{F\left(\underset{\theta_{a}^{\prime}\theta_{a}^{\prime}}{R}\right)} = b^{\prime}\sqrt{j\omega}$$

Le module b' $\sqrt{\omega}$ peut être déterminé expérimentalement comme précédemment à partir de décompositions en séries de Fourier des fonctions de corrélation ou estimé à partir de la relation (6).

Pour l'essai représenté courbe 5 et 6 nous obtenons:

b' expérimental = 104,

b' estimé = 111.

Pour calculer b' nous avons considéré une effusivité b=1600 et un coefficient h global de 10. Ces résultats vérifient donc la modélisation dans la phase 1, par contre, en phase 2 nous obtenons expérimentalement b'=60, soit une erreur de l'ordre de 50%. Ce résultat est logique puisqu'ici $\theta_e \neq \theta_a$.

Corrélations flux-température radiante

Pour valider dans le domaine hautes fréquences les coefficients d'échanges obtenus sur les composantes lentement variables nous avons vérifié l'égalité:

$$R_{\phi_{s_{1}}^{\prime}\Delta\theta_{r}^{\prime}} = h_{c} R_{\Delta\theta_{a}^{\prime}\Delta\theta_{r}^{\prime}} + h_{r_{1}} R_{\Delta\theta_{s_{1}}^{\prime}\Delta\theta_{r}^{\prime}} + h_{r_{2}} R_{\Delta\theta_{r}^{\prime}\Delta\theta_{r}^{\prime}}$$
(7)

La courbe 9a montre les variations de températures centrées $(\theta'_{a}, \theta'_{s_1}, \theta'_{s_2})$, la courbe 9b

les variations de flux thermique centrées $(\phi_{s_1}^i, \phi_{s_2}^i)$. La courbe 9e représente les trois fonctions de corrélation du terme de droite calculée à partir des valeurs de la courbe 9d, la courbe 9f compare la fonction d'intercorrélation R $\phi_{s_1}^i \Delta \theta_r^i$ (courbeI) calculée à celle estimée à partir de la

relation (7) (courbeII), on observe une très bonne coïncidence des amplitudes, un léger déphasage est cependant à noter.

En conclusion, les résultats présentés montrent qu'il est possible de séparer les parts de flux radiatif grandes longueurs d'ondes et convectif. L'étude quantitative des relations de dépendance flux-température implique d'avoir recours aux traitements par fonctions de corrélations en particulier pour analyser les composantes centrées fortement bruitées.

L'étude des fluctuations rapides des signaux est très importante dans le domaine de la gestion de l'énergie, les mesures fluxmétriques présentent ici tout leur intérêt et permettent de caractériser et de modéliser les interactions paroi-ambiance. Sur ces bases, des études sont développées au laboratoire de Béthune en donnant un rôle actif dans les chaînes de régulation aux fluxmètres thermiques qui se développent maintenant à un faible coût. Ce type de capteur détecte des signaux de très faible énergie, il est sensible à la température d'air du local pour le transfert convectif mais il "observe" aussi les autres parois et intègre l'effet du rayonnement (gratuit ou imposé). On conçoit donc son intérêt dans le domaine de la régulation de confort par exemple.([1][7][14][17][18])



Courbe 8: Module de b' en fonction de l'effusivité b de la paroi et du coefficient d'échange h.





-34-



Courbe 9d: Valeurs centrées des écarts de température vues de la paroi S_1

-35-





Courbe 9f: Fonctions d'intercorrélation calculées lorsque le système est soumis à une perturbation radiative

IV-3-c-VERIFICATION A L'AIDE DE LA SIMULATION CLASSIQUE DU FLUX RADIATIF NET ECHANGE AU NIVEAU DE L'INTERFACE FLUIDE-PAROI

Le flux radiatif net échangé à la surface d'un fluxmètre 2 disposé pratiquement au milieu d'une paroi du caisson climatique s'écrit

$$\Phi_{2net} = \sum_{j=1}^{n} S_2 F_{2j} \sigma \left(T_2^4 - T_j^4\right)$$

Les différents facteurs de forme intervenant dans le calcul ont été obtenus à l'aide d'un logiciel écrit par nos soins en Pascal.(annexe 3)



Figure 5: Notations adoptées pour le calcul des facteurs de formes.

Les hypothèses simplificatrices du calcul sont les suivantes:

-Nous considérons les parois isolantes à la même température que l'air sans déphasage et nous admettons que toutes les parois ont une émissivité égale à 1.

ler cas: Le fluxmètre est disposé sur la paroi de béton:

$$\begin{split} \Phi_{2\text{net}} &= \mathrm{S}_2 \ \sigma \left[(\mathrm{F}_{21'} + \mathrm{F}_{21''}) \Big(\mathrm{T}_{\text{bet}}^4 - \mathrm{T}_r^4 \Big) + (\mathrm{F}_{21} + \mathrm{F}_{23} + \mathrm{F}_{26} + \mathrm{F}_{24}) \Big(\mathrm{T}_{\text{bet}}^4 - \mathrm{T}_{\text{poly}}^4 \Big) \right. \\ &+ (\mathrm{F}_{25} - \mathrm{F}_{21'} - \mathrm{F}_{21''}) \Big(\mathrm{T}_{\text{bet}}^4 - \mathrm{T}_{\text{poly}}^4 \Big) \Big] \end{split}$$

$$\Phi_{2net} = S_2 \sigma \left[(F_{21'} + F_{21'}) \left[T_{bet}^4 - T_r^4 \right] + (4F_{21} + F_{24} - F_{21'} - F_{21''}) \left[T_{bet}^4 - T_{air}^4 \right] \right]$$

2^{ème} cas: Le fluxmètre est disposé sur la paroi isolante en vis à vis de la cloison de béton.

Pour ces simulations nous avons à notre disposition 2 températures supplémentaires: la température de la paroi isolante placée au plafond et celle placée au sol:

$$\Phi_{2net} = S_2 \sigma \left[(F_{21'} + F_{21''}) \left(T_{poly}^4 - T_r^4 \right) + F_{24} \left(T_{poly}^4 - T_{bet}^4 \right) + F_{26} \left(T_{poly}^4 - T_{sol}^4 \right) \right] + (F_{25} - F_{21'} - F_{21''}) \left(T_{poly}^4 - T_{plafond}^4 \right) \right]$$

Dans cette simulation nous avons utilisée la température en dessous du fluxmètre noir comme égale à T_{poly} et nous avons considéré des échanges nuls entre les parois verticales isolantes. Les différentes valeurs des facteurs de forme sont:

$F_{21} = 0,0417$	$F_{21} = 0,2963$	$F_{26} = 0,2231$
F ₂₁ "= 0,0764	$F_{24} = 0,2055$	$F_{25} = 0,2117$
	$F_{23} = 0,1686$	

Ces valeurs sont toutes légèrement surestimées mais nous permettent d'estimer les valeurs de h_{r_1} et h_{r_2} en régime permanent.

CHAPITRE II

CONCEPTION DE NOUVEAUX CAPTEURS PERMETTANT LA MESURE DU FLUX RADIATIF A PARTIR DE LA SIMULATION DU CHAMP DE TEMPERATURE DANS LA THERMOPILE.

I-INTRODUCTION.

La partie précédente a montré la possibilité de séparer les échanges radiatifs à partir de mesures de flux thermique. Le principe de base des fluxmètres thermiques est une déviation dissymétrique des lignes de flux dans l'épaisseur de la thermopile. Dans cette partie relative aux capteurs, nous montrons qu'il est possible de modifier l'environnement des circuits bimétalliques imprimés de façon à effectuer la mesure directe des composantes radiative et convective du flux thermique. Pour préciser le principe de fonctionnement de ces capteurs utilisés, nous présentons dans cette partie les résultats de simulation obtenus par une modélisation 2D du champ de température dans la thermopile. Ils permettent de comparer les champs de température et les lignes de flux thermique pour plusieurs types de conditions limites en régime permanent.

II-PRESENTATION DES CONDITIONS DE SIMULATION.

Les résultats présentés dans cette partie concernent la modélisation en deux dimensions du champ de température créé, suivant l'épaisseur d'un thermocouple de surface, par le passage d'un flux thermique à travers une thermopile imprimée bimétallique. Les thermopiles modélisées sont du type "double faces". Le plan de sortie du fluxmètre est maintenu à température constante par mise en contact avec un "puits" à 0°C. Le plan d'entrée échange de la chaleur avec le milieu extérieur; l'échange convectif est représenté par une condition du type "Newton", le coefficient d'échange h_e est pris égal à 4W/Km², le bilan radiatif est simulé par un flux imposé de 100W/m² pour une émissivité égale à 1 (surface absorbante). Pour permettre la comparaison avec les résultats expérimentaux l'émissivité de la face supérieure peut également varier entre 1 et 0 (surface réfléchissante). Les valeurs utilisées sont une moyenne des coefficients ou des flux radiatifs rencontrés en pratique. Les déviations des lignes de flux suivant l'axe longitudinal de la piste de la thermopile, provoquées par la structure composite du thermocouple de surface déterminent la sensibilité de la thermopile. Ces déviations sont rendues dissymétrique à cause de la présence de "trous" gravés jusqu'à la feuille de kapton. Ces "trous" contiennent de l'air ou de la colle suivant la configuration de la thermopile et permettent d'introduire dans la structure de la piste de base

en constantan des chemins de résistance plus faible.

La modélisation dans le sens transversal de la piste montre que les effets de la structure doivent être étudiés en trois dimensions pour déduire une sensibilité qui puisse être comparée à la valeur expérimentale. (figure 14) Un logiciel en trois dimensions a été récemment implanté pour étudier de façon plus systématique les champs créés dans la thermopile ([31]). L'étude expérimentale a montrée que la tension créée par les déviations des lignes de flux est dépendante de la fraction de chaleur canalisée dans le sens longitudinal de la piste.

La différence de température entre les faces d'entrée et de sortie du flux thermique est beaucoup plus faible que pour un fluxmètre à parois auxiliaires et par conséquent l'épaisseur de la thermopile est très faible (moins de 0,01mm) mais suffisante pour provoquer une courbure des lignes de flux dans l'épaisseur de la thermopile. En effet le principe de fonctionnement repose essentiellement sur la déviation longitudinale des tubes de flux dans la région cuivrée pratiquement isotherme. Ces résultats ont été vérifiés par mesure de la sensibilité.

Ces considérations montrent que la sensibilité d'une thermopile dépend du champ de température et de son environnement. Nous distinguerons dans les simulations présentées ci dessous la représentation du champ de température;

-dans la thermopile entre deux feuilles de kapton cuivré.

-dans la thermopile directement soumise aux sollicitations thermiques

III-MODELISATION 2D DU CHAMP DE TEMPERATURE ET DES LIGNES DE FLUX DANS UN THERMOCOUPLE DE SURFACE.

III-1-FLUXMETRE THERMIQUE.

Lorsque la thermopile décrite précédemment est placée entre deux feuilles de kapton recouvertes de cuivre la différence de température aux bornes de la cellule multicouche ne dépend pas des conditions limite sur la surface externe du capteur lorsque l'épaisseur du cuivre est suffisante pour rendre les surfaces limites isothermes à l'échelle des cellules fluxmétriques (flux imposé, température imposée, condition de Newton) ni des valeurs relatives de ϕ_r et ϕ_c mais du seul flux thermique traversant le dispositif.

La première modélisation 3D a été réalisée par M.OIRY pour une thermopile simple

face enfermée entre deux feuilles de kapton cuivré. [[21]) Nous avons obtenus des résultats semblables en utilisant un logiciel permettant de résoudre l'équation de Fourier à deux dimensions compte tenu des conditions limites sur la surface du capteur (figure 6). Les limites latérales d'une cellule élémentaire du fluxmètre ont été choisies à l'endroit où il existe une ligne de flux verticale (adiabatique dans le sens longitudinal) pour que le champ de température pour une thermopile vérifie la condition de périodicité suivant la longueur du circuit. La simulation numérique montre clairement que l'effet du contact thermique limité sur la surface des dépôts de cuivre est de provoquer une conduction thermique dissymétrique dans les électrodes de la thermopile et la fem détectée est proportionelle à la valeur du flux thermique tangentiel. Nous avons pu mettre en évidence la corrélation entre le flux tangentiel moyen dans les électrodes et la sensibilité du fluxmètre pour plusieurs types de configurations géométriques. Compte tenu de la grande conductivité des métaux de la thermopile la simulation montre que le flux tangentiel dans les électrodes est maximum au voisinage des frontières de chacun des dépôts électrolytiques et passe tangentiellement suivant la direction axiale du support continu de la thermopile. Dans ces conditions, le gradient thermique moyen dans le support constantan au voisinage des lignes frontières est proportionnel au flux tangentiel.

Pour un fluxmètre double face la sensibilité augmente par la plus grande dissymétrie du champ de température, ceci malgré l'apparition d'un gradient de température tangentiel inverse sur un tiers du dépôt de cuivre. Compte tenu de leur plus grande dissymétrie, les thermopiles représentées sur la figure 8 ont des sensibilités nettement améliorées par rapport à celles représentées figure 7. En effet l'allongement du "trou" permet de dévier les lignes de flux que dans un seul sens au niveau d'un thermocouple de surface et empêche le gradient de température tangentiel de s'inverser à l'interface cuivre-constantan.





Figure 6b: Représentation du champ de température dans un fluxmètre simple face.



Figure 7a: Représentation des lignes de flux thermique dans un fluxmètre double faces.



Figure 7b: Représentation du champ de température dans un fluxmètre double faces.



Figure 8a: Représentation des lignes de flux thermique dans un fluxmètre double faces ayant des "trous" allongés.



Figure 8b: Représentation du champ de température dans un fluxmètre double faces ayant des "trous" allongés.

III-2-THERMOPILE NON RECOUVERTE.



Figure 9: Aspect de la thermopile non recouverte.

Dans cette partie, nous étendons la modélisation précédente à un capteur constitué par une thermopile dont la face supérieure n'est pas recouverte par une feuille de kapton cuivré. L'apparence de la thermopile est très contrastée au niveau des émissivités des divers constituants. Nous avons observé que le kapton est un absorbant (corps noir) dans la bande du rayonnement grande longueur d'onde. Le cuivre présente une faible émissivité quand il n'est pas oxydé. Ce contraste d'émissivité entraîne un fonctionnement complètement différent suivant que la thermopile est soumise à un flux radiatif ou convectif.

III-2-a-INFLUENCE D'UN FLUX CONVECTIF.

Sur la figure 10 nous avons représenté le champ de température dans la thermopile soumise sur sa face supérieure à une sollicitation convective. La déviation des lignes de flux ou la direction du gradient de température est pratiquement identique dans la partie cuivrée que la thermopile soit ou non recouverte d'une feuille de kapton cuivré (figure 8). Les régions cuivrées canalisent le flux thermique incident, le kapton n'intervenant que comme isolant électrique entre les pistes. L'expérience montre que les sensibilités de cette thermopile soumise à un flux convectif ($1296\mu V/W$) est identique pour une thermopile recouverte ($1260\mu V/W$).







Figure 10b: Représentation du champ de température dans une thermopile double faces soumise à un flux convectif.

III-2-b-INFLUENCE D'UN FLUX RADIATIF.(figure 11)

Dans ce cas le kapton devient le principal récepteur du flux radiatif. Le flux radiatif est transformé en chaleur sur les surfaces de kapton gravées absorbantes. Les lignes de flux issues de ces régions sont canalisées dans les thermopiles supérieure et inférieure. Par rapport au cas précédent les lignes de flux sont déviées dans une direction opposée. Ce phénomène est nettement visible dans la thermopile inférieure. Pour la thermopile supérieure les lignes de flux dans l'électrode de cuivre semblent peu différentes du cas précédent, mais une modélisation en trois dimensions est nécessaire pour visualiser avec précision les déviations et les constrictions des lignes de flux à la fois dans le dépôt de cuivre, dans les fines pattes de liaison et dans le support en constantan. La sensibilité est liée à la déviation des lignes de flux puisque les réponses à des sollicitations convective et radiative représentées sur les courbes 25 et 26 sont de signe contraires. La sensibilité change de signe.



Figure 11a: Représentation des lignes de flux thermique dans une thermopile double faces soumise à un flux radiatif.



Figure 11b: Représentation du champ de température dans une thermopile double faces soumise à un flux radiatif.

IV-APPLICATION A LA SEPARATION DES COMPOSANTES RADIATIVES ET CONVECTIVES DU FLUX THERMIQUE.

A partir des résultats précédents, nous déduisons en appliquant le principe de superposition qu'une telle thermopile est capable de détecter les composantes du flux thermique avec des sensibilités de signes contraires suivant la forme de l'énergie incidente (radiative ou conductive).

L'idée essentielle est d'obtenir deux fem indépendantes proportionnelles aux composantes radiative et convective du flux thermique. La façon la plus simple d'obtenir ce résultat est d'associer deux thermopiles respectivement découverte et recouverte d'une feuille de kapton cuivré. Dans ce cas le problème principal vient du fait que les coefficients d'échanges convectifs au niveau d'un thermocouple de surface ont des valeurs différentes car les formes et les états de surface d'entrées ne sont pas identiques.

En fait pour obtenir deux fem indépendantes, il suffit de modifier les propriétés réfléchissantes de la thermopile découverte en la recouvrant localement d'une fine couche de peinture absorbante. Dans ce cas un flux radiatif ou un flux convectif produisent pratiquement le même champ de température au niveau du thermocouple de surface supérieur tout en ayant un coefficient d'échange convectif pratiquement identique à la thermopile non recouverte (figure 12). Il faut toutefois noter que la thermopile inférieure est moins performante dans cette configuration.



Figure 12a: Représentation des lignes de flux thermique dans une thermopile double faces dont la face supérieure est traitée soumise à un flux radiatif.



Figure 12b: Représentation du champ de température dans une thermopile double faces dont la face supérieure est traitée soumise à un flux radiatif.

Pour réaliser cet objectif deux rubans thermoélectriques sont disposés côte à côte et imbriqués sur un même support kapton de manière a obtenir un capteur unique où les deux enroulements ont une condition limite inférieure identique figure . L'émissivité moyenne de ce capteur est de 0,8. La perturbation introduite quand il est disposé sur une surface d'émissivité égale à 1 est beaucoup plus faible que que dans le cas d'un fluxmètre presque totalement réfléchissant. Dans la partie expérimentale nous montrons qu'il peut être disposé sur une paroi isolante sans que les résultats deviennent complexes à traiter comme c'est le cas avec un dispositif à deux fluxmètres absorbant et réfléchissant, car il faut alors tenir compte des différences de température sous les capteurs et introduire des anneaux de garde, surtout pour le fluxmètre brillant pour assurer l'unidirectionnalité du flux dans la zone de mesure.



Aspect des capteurs réalisés.



lère génération.

Figure 13:

2^{ème} génération.

Figure 14a:

Représentation du champ de température et des lignes de flux thermique dans un fluxmètre double faces en coupe transversale.



Figure 14b: Représentation du champ de température et des lignes de flux thermique dans une thermopile brillante double faces soumise à ϕ_c , en coupe transversale.





Figure 14c: Représentation du champ de température et des lignes de flux thermique dans une thermopile brillante double faces soumise à ϕ_r , en coupe transversale.





Figure 14d: Représentation du champ de température et des lignes de flux thermique dans une thermopile noire double faces soumise à ϕ_r , en coupe transversale.

-50-



Figure 14e: Influence d'une thermopile brillante à proximité d'une thermopile noire soumises à ϕ_r , en coupe transversale.

IV-CONCLUSION.

Les simulations décrites dans ce chapitre ont permis de comfirmer les résultats obtenus par la première modélisation 3D réalisée par M.OIRY pour un fluxmètre simple face enfermée entre deux feuilles de kapton cuivré ([21]) puis de comprendre le fonctionnement et d'améliorer les performances des fluxmètres double faces.

Le champ de température dans l'épaisseur d'une thermopile soumise à un flux convectif est pratiquement identique qu'elle soit ou non recouverte par une feuille de kapton cuivré. Le gradient de température tangentiel est inversé quand la thermopile est soumise à un flux radiatif.

Le capteur réalisé à partir des simulations doit être amélioré en déposant, par exemple, une couche d'or sur les cellules brillantes de façon à empécher l'oxydation du cuivre. Une autre voie de conception peut être envisagée en exploitant le fait que la piste inférieure de la thermopile recouverte de peinture noire présente une sensibilité pratiquement nulle pour le flux radiatif.

CHAPITREIII

EVALUATION DES DIFFERENTS TRANSFERTS THERMIQUES A L'INTERIEUR D'UNE LAME D'AIR EN VUE D'ETALONNER UNE THERMOPILE.

.

4

I-DESCRIPTION DU DISPOSITIF D'ETALONNAGE.

Le dispositif d'étalonnage représenté figure 15-a est constitué par une lame d'air de un cm d'épaisseur limitée de part et d'autre par deux surfaces métalliques recouvertes de feuilles d'émissivité variable (proche de 1 pour le papier carbone et pratiquement égale à 0 pour l'aluminium poli). Ces deux surfaces sont maintenus parallèles par l'intermédiaire d'entretoises. Pour obtenir un contact thermique reproductible et de bonne qualité entre le capteur à étalonner et la plaque inférieure maintenue à température constante, nous avons utilisé un système d'aspiration commandé par une pompe à vide.



Figure 15-a: Dispositif d'étalonnage.

La température de surface des plaques est asservie par l'intermédiaire d'une sonde au platine placée au milieu des plaques et reliée par un montage trois fils à un pont de résistances (figure 15-b). La température de consigne se règle par l'intermédiaire de résistances étalons commutées dans une des branches du pont. Le signal d'erreur est amplifié (g=8000) puis envoyé sur un régulateur de type PID. Ce signal d'erreur est égal à 0,24V pour un écart de 0,1°C, pendant le fonctionnement l'erreur maximum oscille autour de 20mV c'est à dire une précision de 0,01°C. Le système de chauffage commandé par l'intermédiaire d'un

-53-

amplificateur comportant un correcteur "racine" pour que l'asservissement ne dépende pas du point de consigne est constitué par des résistances planes du type "circuit imprimé" de 100 watts fixées sur un support en résine epoxy. Cette face est appliquée sur un échangeur parcouru par une circulation d'eau de ville. Le polystyrène supérieur peut aussi être remplacé par un échangeur pour certaines conditions de manipulation.



Figure 15-b: Régulation de températures des plaques.

II-FONDEMENTS THEORIQUES.

II-1-MODELISATION DES TRANSFERTS DANS UNE LAME D'AIR.

Considérons les transferts thermiques dans une lame d'air limitée par deux plaques parallèles, de dimension latérale grande par rapport à l'épaisseur, chacunes maintenues à température constante. Lorsque les plaques sont disposées horizontalement, la plaque supérieure étant supposée portée à la température la plus élevée, les échanges entre les plaques s'effectuent par conduction et par rayonnement à travers la couche d'air.

II-1-a-La densité de flux radiatif échangé entre les deux plaques d'émissivités ϵ_1 et ϵ_2 est en première approximation représentée par la relation:

$$\phi_{\rm r} = \epsilon \ \sigma \left(T_1^4 - T_2^4 \right) \qquad (W/m^2)$$

avec T₁, T₂ température absolue des plaques en ^oK,

-54-

 σ : constante de Boltzman = 5,67 10⁻⁸ W/m²K⁴,

 $\frac{1}{\epsilon} = \frac{1}{\epsilon_1} + \frac{1}{\epsilon_2} - 1,$

 ϵ_1 et ϵ_2 émissivités des plaques.

Dans le cas où l'une des valeurs ϵ_1 ou ϵ_2 est voisine de 1; supposons la plaque supérieure de forte émissivité:

$$\phi_{\mathbf{r}} = \epsilon_2 \ \sigma \left[\mathbf{T}_1^4 - \mathbf{T}_2^4 \right]$$

Le flux radiatif détecté par un capteur de surface S_2 d'émissivité ϵ_2 en provenance d'une plaque chaude de surface S_1 peut être calculé en introduisant un facteur de forme "gris" \mathcal{F}_{12} dépendant des émissivités des milieux en interaction et des formes géométriques et défini par la relation:



avec $F_{21} \simeq 0.99$: Facteur de forme géométrique entre le capteur S_2 et la plaque en vis à vis S_1 .

Compte tenu de cette expression, le flux radiatif traversant la surface S_e du capteur est:

$$\Phi_{\rm r} = \mathcal{F}_{21} \operatorname{S}_{\rm c} \sigma \left(\operatorname{T}_{1}^{4} - \operatorname{T}_{2}^{4} \right) = \mathcal{F}_{21} \Phi_{\rm ro}$$

avec $\Phi_{\rm ro} = \operatorname{S}_{\rm c} \sigma \left(\operatorname{T}_{1}^{4} - \operatorname{T}_{2}^{4} \right) = \operatorname{S}_{\rm c} \phi_{\rm ro}$

La densité de flux ϕ_{ro} ne varie évidemment pas linéairement avec $\Delta T = T_1 - T_2$.

Nous donnons dans le tableau suivant les valeurs théoriques de ϕ_{ro} en fonction de ΔT entre les plaques, pour $T_1 = 20$ °C.

ΔΤ (%C)	10	20	30	40	50
$\phi_{\rm ro} = \frac{\Phi_{\rm ro}}{\rm S_c} (W/m^2)$	60,13	126,51	199,56	279,72	367,44

II-1-b-La densité de flux conductif échangé entre les deux plaques à température imposée s'exprime de façon très simple lorsque l'on suppose l'hypothèse de transfert unidirectionnel vérifiée:

$$\phi = \frac{\lambda}{c} \Delta T$$
 $\Phi = S_c \phi$

En toute rigueur la cellule expérimentale n'est pas parfaitement monodimensionnelle à cause notamment de la présence des entretoises et nous avons utilisé un logiciel de résolution de l'équation de Fourier bidimensionnelle pour valider l'hypothèse du transfert monodimensionnel.

Les dimensions de la cellule sont de 21cm de côtés et les conductivités thermiques des matériaux sont de 169 W/mK pour le duralumin et de 0,0255 W/mK pour l'air.

Les lignes de flux et de température dans la cellule de mesure sont représentées figure 16. Dans la zône centrale, le flux est uniforme avec une très bonne précision.





Figure 16: Représentation du champ de température et des lignes de flux thermique dans la structure du dispositif d'étalonnage.

II-1-c-La densité de flux échangé par convection est d'importance négligeable lorsque la lame d'air est chauffée par la face supérieure ([4]) et que l'on néglige les effets d'extrémités. Par contre lorsque la plaque inférieure est à la température la plus élevée, l'air chauffé s'accumule dans la partie supérieure de la lame d'air et provoque une instabilité convective entre les plaques pour certaine valeur des nombres Pr et Gr caractérisant l'état du fluide. En régime d'instabilité le calcul du flux énergétique échangé par convection est impossible et il sera nécessaire de procéder à une caractérisation expérimentale des échanges énergétiques entre les deux plaques.

En résumé pour une lame d'air de un centimètre d'épaisseur chauffée sur la face supérieure la densité de flux conductif varie linéairement en fonction de ΔT et la densité de flux radiatif obéit aux lois du rayonnement de Boltzman.

La densité de flux convectif moyenne ne varie pas linéairement avec ΔT et peut être mesurée en chauffant la plaque inférieure.

Le sens des flux dans la lame d'air est représenté figure 17.



Figure 17: Conventions de signe des flux radiatif, conductif et convectif dans la lame d'air pour les différentes configurations expérimentales.

II-2-SEPARATION DES COMPOSANTES CONDUCTIVE, CONVECTIVE ET RADIATIVE DU FLUX THERMIQUE

Les diverses composantes énergétiques peuvent être séparées lorsque l'on dispose de capteurs de flux thermique. Un tel capteur fournit une information représentative du bilan énergétique sur une surface de mesure. La méthode de séparation des composantes du flux thermique résulte de la possibilité de perturber le bilan des échanges énergétiques par modification de l'émissivité de la surface réceptrice.

-Lorsque les faces de la lame d'air sont recouvertes de feuilles de faible émissivité, les échanges radiatifs sont minimisés (l'émissivité du revêtement utilisé est voisine de 0,05) et le flux thermique mesuré sur l'une quelconque des deux plaques est égal au flux conductif lorsque la lame est chauffée sur la face supérieure, à la somme des flux convectif et conductif pour un chauffage par la plaque inférieure.

-Par contre lorsque les feuilles adhésives recouvrant les plaques sont de forte émissivité, la tension détectée est représentative des échanges par conduction et par rayonnement pour un chauffage par la face supérieure ou par conduction, par convection et par rayonnement pour un chauffage par la face inférieure. Dans la modélisation classique, les flux échangés sont représentés par des conductances en parallèles. Les plaques étant maintenues à la même température quelque soient l'émissivité des revêtements, les composantes des flux échangées s'obtiennent facilement lorsque l'on dispose de capteurs de flux préalablement étalonnés.

II-3-ETALONNAGE DES CAPTEURS DE FLUX THERMIQUE

Nous avons utilisé deux capteurs du type fluxmètre thermique de surface active $S_1 = 0,127x0,127m^2$ et $S_2 = 0,055x0,055m^2$. La méthode d'étalonnage consiste à faire passer dans la surface de mesure un flux de valeur connue et à mesurer la fem détectée par le capteur. En fait les meilleurs résultats ont été obtenus en mesurant la variation ΔV_d correspond à une variation $\Delta \Phi$ du flux traversant la surface de mesure du capteur. Le flux de chaleur est issu d'une résistance chauffante isolée par une plaque en polystyrène ou par un système de flux nul sur sa face supérieure de façon à réaliser l'égalité entre le flux et la puissance électrique dissipée dans la résistance.(figure 2)

La sensibilité dépend du revêtement utilisé pour recouvrir la thermopile:

 $769\mu V/W$ pour le petit fluxmètre courbe 10,

 $1086\mu V/W$ pour le capteur recouvert de carbone courbe 11,

 $1260\mu V/W$ pour le capteur recouvert d'aluminium poli courbe 12.

III-EVALUATION DES DIFFERENTS TRANSFERTS THERMIQUES A L'INTERIEUR D'UNE LAME D'AIR: RESULTATS EXPERIMENTAUX.

L'étalonnage du dispositif est effectué avec un fluxmètre de même dimension que le capteur à étalonner et avec un autre fluxmètre dont la surface active est cinq fois plus petite.

Les trois modes de transport du flux thermique doivent être connus précisemment pour étalonner un capteur radiatif. Cette partie consiste à préciser les parts relatives de ceux-ci pour différentes configurations de la source. Initialement les plaques étant à la même température, les flux sont identiquements nuls puis la température de la plaque supérieure est programmée en montée par bonds de 10°C, le régime permanent est atteint quand la réponse du fluxmètre devient constante dans le temps. Les valeurs sont relevées par un micro ordinateur CBM relié à une centrale d'acquisitions, puis traitées sur IBM PC à l'aide de logiciels écrits par nos soins. Les courbes 13 et 14 montrent les relevés obtenus, sur la courbe 14 nous voyons bien apparaître le régime d'instabilité convective.

III-1-MESURES EN PRESENCE DES DEUX TRANSFERTS PRINCIPAUX (conductif et radiatif) figure 17:

Pour éliminer le transfert convectif il est nécessaire de chauffer la plaque supérieure.

Une première manipulation est effectuée à l'aide d'un revêtement brillant sur le fluxmètre et sur la plaque supérieure de la source pour éliminer la majorité du transfert radiatif. La fem détectée est alors pratiquement proportionnelle à $(T - T_{capteur})$; le flux reçu par le fluxmètre brillant peut s'écrire:

 $\Phi_{\text{brillant}} = h_{c} \Delta T + \mathcal{F}_{2_{b}1_{b}} \Phi_{ro}$

en supposant que le flux conductif obéit à une loi linéaire en ΔT et le flux convectif nul dans cette configuration.

Une deuxième manipulation à l'aide d'un revêtement absorbant sur le fluxmètre et sur la plaque supérieure nous donne la somme des deux transferts. Le flux reçu par le fluxmètre absorbant s'écrit:

 $\Phi_{\text{noir}} = h_c \ \Delta T + \mathcal{F}_{2_n 1_n} \ \Phi_{\text{ro}}$

. La courbe 15 représente Φ_{brillant} en fonction du ΔT entre les plaques et la courbe 16 Φ_{noir} en fonction de Φ_{ro} . Ces deux courbes sont pratiquement des droites validant ainsi nos hypothèses théoriques. La différence entre le flux reçu par le fluxmètre placé dans la source dont les faces sont absorbantes et entre le flux reçu quand elles sont brillantes est pratiquement proportionnelle à $\phi_{\text{ro}} = \sigma \left(T^4 - T^4_{\text{cap}}\right)$. Cette différence est représentée courbe 17, la pente de cette droite représente la différence entre les facteurs de forme "gris" ($\mathcal{F}_{2_n 1_n} - \mathcal{F}_{2_h 1_h}$).

 $(\mathcal{F}_{2_n \cdot l_n} - \mathcal{F}_{2_b \cdot l_b}) = 0,67$ pour le grand fluxmètre, $(\mathcal{F}_{2_n \cdot l_n} - \mathcal{F}_{2_b \cdot l_b}) = 0,76$ pour le petit fluxmètre.

Ensuite le facteur $\mathscr{F}_{2_{b} 1_{b}}$ est évalué sur la courbe Φ_{brillant} en fonction de ΔT par approximation successive à l'aide d'un petit logiciel écrit en pascal qui recherche cette valeur par une méthode dichotomique rendant la courbe $\Phi_{\text{brillant}} - \mathscr{F}_{2_{b} 1_{b}} \Phi_{ro}$ linéaire en fonction de ΔT (courbe 18).

 $\mathcal{F}_{2_b 1_b} = 0,17$ pour le grand fluxmètre, $\mathcal{F}_{2_b 1_b} = 0,10$ pour le petit fluxmètre.

Nous pouvons maintenant en déduire h_c dans les deux cas: $h_c = 0,0305618W/K$ d'où $\lambda_{air} = 0,0234W/mK$ pour le grand fluxmètre, $h_c = 0,0064222W/K$ d'où $\lambda_{air} = 0,0213W/mK$ pour le petit fluxmètre. Nous obtenons des valeurs très proche de la conductivité de l'air ($\lambda = 0,0255$)

Les valeurs de $\mathcal{F}_{2_n 1_n}$ sont déduites facilement: $\mathcal{F}_{2_n 1_n} = 0,84$ pour le grand fluxmètre, $\mathcal{F}_{2_n 1_n} = 0,86$ pour le petit fluxmètre.

En conclusion, pour une épaisseur de la lame d'air de un cm et quand la source est chauffée par la face supérieure nous pouvons dire qu'il existe deux transferts de chaleur;

-l'un obéissant aux lois de la conduction: $h_c \Delta T$ avec $h_c \simeq \frac{\lambda_{air} S_c}{e}$

-l'autre obéissant aux lois du rayonnement thermique: $\mathscr{F}_{21} S_c \sigma \left(T^4 - T_c^4 \right)$ avec $\mathscr{F}_{2_b 1_b} = 0,17$ et $\mathscr{F}_{2_n 1_n} = 0,84$ pour le grand fluxmètre.

Les courbes 19 et 20 nous permettent d'apprécier la valeur relative de chaque mode de transfert de la chaleur dans la lame d'air en fonction des deux températures des plaques en regard.

III-2-MESURE DE LA VALEUR MOYENNE DU FLUX CONVECTIF DANS LA SOURCE D'ETALONNAGE.

En portant la plaque inférieure à la température la plus élevée, il apparaît un transfert supplémentaire que l'on appelera transfert "convectif". En supposant les transferts conductif et radiatif connus et en appliquant le principe de superposition il est possible d'en déduire la valeur moyenne au cours du temps. Cette valeur moyenne est très faible pour des petits ΔT mais augmente ensuite très rapidement (courbes 21 et 22).

IV-CONCLUSION.

Les mesures fluxmétriques classiques, à l'aide de revêtements d'émissivités contrastées, sur une des surfaces limite d'une lame d'air permettent de vérifier les modèles théoriques et de quantifier les coefficients introduits.

Ces résultats permettront dans la prochaine partie d'utiliser cette cellule de mesure comme "source" d'étalonnage pour calibrer des capteurs en flux radiatif et en flux "convectif".









Courbe 12:




Courbe 14:



-64-



























CHAPITRE IV

ETALONNAGE ET UTILISATION "IN SITU" D'UN CAPTEUR RADIATIF. INTERPRETATION PHYSIQUE DE SON FONCTIONNEMENT

I-ETALONNAGE D'UN CAPTEUR RADIATIF.

PRINCIPE:

Dans la partie précédente nous avons déterminé les valeurs relatives des trois modes de transmission de la chaleur dans une lame d'air. Maintenant nous allons utiliser ces résultats expérimentaux obtenus avec le fluxmètre de grande dimensions pour calibrer notre capteur. Nous rappelons les lois régissants les transferts thermiques dans la lame d'air:

 $\Phi_c = h_c \Delta T$ avec $h_c = 0,03056W/K$ et ΔT représentant l'écart de température entre le capteur et la plaque en vis à vis,

$$\Phi_{\rm r} = \mathcal{F}_{21} \, {\rm S_c} \, \left({\rm T}^4 - {\rm T}_{\rm c}^4 \right)$$

avec $\sigma = 5,67 \ 10^{-8} \ W/m^2 K^4$,

 S_c : surface du capteur,

T : température de la plaque en regard du capteur,

$$\mathcal{F}_{2_b 1_b} = 0,17,$$

 $\mathcal{F}_{2_n 1_n} = 0,84.$

L'étalonnage se pratique en deux étapes; une première manipulation est effectuée en plaçant le capteur à étalonner à l'intérieur de la lame d'air dont les surfaces limites sont recouvertes par un revêtement "absorbant". Dans ce cas le capteur est soumis à $\Phi_n = \Phi_c + 0,84 \Phi_{ro}$. Sur la courbe 23 nous pouvons observer les fem délivrées par les différentes pistes du capteur en fonction de ϕ_{ro} bilan radiatif théorique des plaques supérieure et inférieure. Une deuxième manipulation est réalisée dans les mêmes conditions avec un revêtement "réfléchissant"; le flux reçu par le capteur s'exprime maintenant par $\Phi_b = \Phi_c + 0,17\Phi_{ro}$. Les fem détectées dans ce cas sont représentées sur la courbe 24 en fonction des températures des plaques supérieure et inférieure ($T_{sup} > T_{inf}$).

Nous pouvons maintenant appliquer le principe de superposition; la sensibilité du capteur à un flux de rayonnement est obtenue en faisant la différence entre la fem détectée

-70-

quand il est soumis à Φ_n et entre la fem relevée quand il reçoit Φ_b . Cette différence est relative à un flux net égal à $0.67\Phi_m$.

piste	supé	rieure	inférieure				
	brillante	absorbante	brillante	absorbante			
sensibilité (µV/W)	-248	207	201	22			

La sensibilité à un flux de rayonnement est donc égale à $\frac{\Delta V}{0.67\Phi_m}$:

A partir de ces résultats nous allons pouvoir en déduire la sensibilité à un flux de conduction; dans la lame d'air dont les faces sont brillantes la fern détectée est relative au flux net $\Phi_b = \Phi_c + 0.17 \Phi_{ro}$ reçu par le capteur. Nous devons donc corriger cette réponse pour obtenir une fern détectée relative au seul flux de conduction.

 $V_{corrigé} = V_{\Phi_b}$ - sensibilité à $\Phi_r \ge 0.17 \Phi_{ro}$

La sensibilité à un flux de conduction est égale à $\frac{V_{corrigé}}{\Phi_a}$:

piste	supé	rieure	inférieure				
	brillante	absorbante	brillante	absorbante			
sensibilité (µV/W)	375	404	-273	-289			

Donc pour récapituler, courbes 25 et 26:

$$V_{bs} = -248 \ \Phi_{r} + 375 \ \Phi_{c} \qquad V_{ns} = 207 \ \Phi_{r} + 404 \ \Phi_{c}$$
$$V_{bi} = 201 \ \Phi_{r} - 273 \ \Phi_{c} \qquad V_{ni} = 22 \ \Phi_{r} - 289 \ \Phi_{c}$$
avec V en μ V et Φ en W.

Dans une troisième étape nous avons utilisé ces résultats pour déterminer la valeur quantitative moyenne du transfert appelé "convectif". Pour celà nous relevons les fem délivrées par les quatres pistes du capteur quand il est placé dans la lame d'air dont la face inférieure est portée à la température la plus élevée. Nous obtenons des valeurs moyennes du transfert convectif très proches de celles obtenues lors de la phase de calibration des transferts à l'intérieur de la lame d'air. Ces valeurs sont représentées sur la courbe 27, celle

ci peut être comparée à celle représentée courbe 22.





Courbe 24:





-1.1

-300

-200

-100

+0.0

+100

+200

+300



sup brill

- Yro

 $+400 (W/m^2)$



II-RESULTATS EXPERIMENTAUX IN SITU OBTENUS A L'AIDE DU CAPTEUR UNIQUE.

La procédure expérimentale suivie est identique à celle du chapitre relatif à la séparation des échanges radiatif et convectif sur une paroi de béton à l'aide de deux fluxmètres d'émissivités contrastées. Pour effectuer la comparaison le capteur unique est placé à côté des deux fluxmètres précédents. Dans la partie suivante nous utilisons uniquement les informations de flux obtenues à l'aide des pistes du capteur unique.

II-1-CAPTEUR PLACE SUR UNE PAROI LOURDE.

Dans cet essai représenté courbe 28 la température de l'air commandée par la centrale de climatisation oscille de $+/_2$ °C autour de la température de la paroi lourde (19°C). Le relevé présenté est obtenu au bout d'un temps relativement long de manière à ce que la paroi aie perdu la mémoire de ses conditions initiales. Les densités de flux radiatif et convectif et la simulation effectuée sont présentés sur les courbes 29 à 31.

La détermination de h_c en régime variable à partir de la relation R $\phi_c^{,\Delta\theta_a^{,}} = h_c R_{\Delta\theta_a^{,}\Delta\theta_a^{,}}$ donne une valeur de 5W/Km² où $\phi_c^{,}$ représente la densité de flux convectif et $\Delta\theta_a^{,} = (\theta_a - \theta_{bet})$ en valeur centrée autour de leur valeur moyenne. (courbes 32 et 33)

En exploitant la relation $b\sqrt{\omega} = \frac{F\left(\begin{matrix} R\\ \phi_c' \theta_b' \end{matrix}\right)}{F\left(\begin{matrix} R\\ \theta_b' \theta_b' \end{matrix}\right)}$, valable pour un milieu semi infini, nous

obtenons une valeur de 96 pour une pulsation de 5,4 10^{-3} rad/s. La valeur du module de l'effusivité est donc de 1300 W \sqrt{s} /m²K et le déphasage entre le flux et la température de 23°, ces résultats sont en accord avec les valeurs relevées dans la bibliographie.([1])

Dans la première phase de l'essai les oscillations de flux résultent des variations de la

-76-

température d'air et la relation b' $\sqrt{\omega} = \frac{F\left[\begin{array}{c} R \\ \phi'_c \phi'_a \end{array} \right]}{F\left[\begin{array}{c} R \\ \theta'_c \phi'_a \end{array} \right]}$ est applicable et nous donne une valeur

de 4,79 soit b' = 65. La valeur théorique calculée à partir de b' = $\frac{h b}{h + b\sqrt{j\omega}}$ nous donne b'

= 64.

La détermination de h_{r_1} et h_{r_2} peut être effectuée d'une manière identique à celle décrite ci dessous dans le cas d'une paroi légère.

II-2-CAPTEUR PLACE SUR UNE PAROI ISOLANTE.

Les relevés des différentes températures de paroi (sous le capteur) et d'air sont présentés courbe 36. Les densités de flux relevés par les deux fluxmètres brillants et absorbants sont représentés courbe 37. La densité de flux radiatif et la densité de flux convectif sont calculés à partir des acquisitions des quatres pistes du capteur (courbe 38). La comparaison entre la simulation, le flux radiatif obtenu par le capteur et la différence entre les réponses des fluxmètres noir et brillant est significative: l'utilisation de deux fluxmètres nécessite la prise en compte des différences de températures de surface de la paroi sous les fluxmètres, cette différence est le résultat du contraste entre les émissivités différentes du revêtement de surface de chacun des fluxmètres.(courbe 39)

-Détermination de h_e :

Supposons le flux convectif uniquement dû à l'écart $\Delta \theta_a = \theta_a - \theta_{poly}$, la relation donnant la densité de flux convectif s'exprime par $\phi_c = h_c \Delta \theta_a$. Cette relation peut être exploitée en valeurs moyennes ou en variations:

-la courbe 40 représente la relation R = $h_c R$, la valeur de h_c est alors $\phi_c^* \Delta \theta_a^* = h_c R^*$, $\Delta \theta_a^* \Delta \theta_a^*$,

comprise entre 5,5 et 7 W/Km².

-la courbe 41 représente la relation R $\phi'_c \Delta \theta'_a = h_c R_{\Delta \theta'_a \Delta \theta'_a}$ avant la mise en marche des panneaux radiants et la courbe 42 pendant leur fonctionnement, la valeur de h_c est alors de

-77-

6,19 et de 8,03 W/Km² respectivement.

Ces valeurs plus élevées en régime hautes fréquences peuvent s'expliquer par l'effet capacitif du capteur augmentant le flux détecté.

-Détermination des coefficients radiatifs linéarisés:

Nous pouvons introduire dans l'expression de la densité de flux radiatif deux termes principaux en supposant toutes les autres parois isolantes à la même température uniforme que celle étudiée, l'un des terme résulte du plafond actif (θ_r) l'autre de la paroi lourde passive (θ_h) . Nous obtenons la relation suivante:

$$\begin{split} \phi_{\mathbf{r}} &= \mathbf{h}_{\mathbf{r}_{1}} \ \Delta \theta_{\mathbf{a}} + \mathbf{h}_{\mathbf{r}_{2}} \ \Delta \theta_{\mathbf{r}} + \mathbf{h}_{\mathbf{r}_{3}} \ \Delta \theta_{\mathbf{b}} \\ \mathbf{h}_{\mathbf{r}_{1}} &\simeq 0 \ , \\ \Delta \theta_{\mathbf{r}} &= \theta_{\mathbf{r}} - \theta_{\mathrm{poly}} \ , \\ \Delta \theta_{\mathbf{b}} &= \theta_{\mathrm{b\acute{e}ton}} - \theta_{\mathrm{poly}} \ . \end{split}$$

Nous avons exploité les relations entre fonctions d'intercorrélation suivantes aussi bien en valeurs moyennes qu'en variations:

$$R_{\phi_{r} \Delta \theta_{r}} = h_{r_{2}} R_{\Delta \theta_{r} \Delta \theta_{r}} + h_{r_{3}} R_{\Delta \theta_{b} \Delta \theta_{r}}$$

et
$$R_{\phi_{r} \Delta \theta_{b}} = h_{r_{2}} R_{\Delta \theta_{r} \Delta \theta_{b}} + h_{r_{3}} R_{\Delta \theta_{b} \Delta \theta_{b}}$$

Les résultats obtenus pour les valeurs moyennes des signaux sont $h_{r_2} = 0,64$ et $h_{r_3} = 0,88$ W/Km². (courbes 43 et 44) Ces valeurs sont proches de celles obtenues par la modélisation classique des échanges radiatifs (0,73 et 1,10 W/Km²) avec $h_{r_2} = 4 \langle T_r \rangle^3 \sigma$ ($F_{21'} + F_{21''}$) et $h_{r_3} = 4 \langle T_b \rangle^3 \sigma F_{24}$ ($\langle T_r \rangle$ représente la température absolue moyenne entre les panneaux radiants et la paroi isolante et $\langle T_b \rangle$ entre le mur de béton et la paroi isolante. $F_{21'}$, $F_{21''}$ et F_{24} sont les coefficients de forme calculés dans la partie de simulation des échanges radiatifs dans le caisson.).

Pour les valeurs centrées nous obtenons des valeurs supérieures:

 $-h_{r_2} = 2,01$ et $h_{r_3} = 2,31$ W/Km² avant la mise en marche des panneaux courbes 45 et 46,

 $-h_{r_2} = 1,88$ et $h_{r_3} = 2,17$ W/Km² pendant le fonctionnement des panneaux courbes 47 et 48.

-Etude des relations
$$b\sqrt{j\omega} = \frac{F\left(\begin{matrix} R\\ \phi'_c \rho_{joly} \end{matrix}\right)}{F\left(\begin{matrix} R\\ \rho'_p \rho_{joly} \end{matrix}\right)}$$
 et $b'\sqrt{j\omega} = \frac{F\left(\begin{matrix} R\\ \phi'_c \rho'_a \end{matrix}\right)}{F\left(\begin{matrix} R\\ \theta'_a \rho' \end{matrix}\right)}$ dans la première

partie de l'essai quand $\theta_e \simeq \theta_a$. Les résultats obtenus sont:

 $-b\sqrt{j\omega} = 9,93$ soit pour une pulsation $\omega = 5,2 \ 10^{-3}$ rad/s le module de l'effusivité b = 137.

$$-b'\sqrt{j\omega} = 4,22$$
 soit $b' = 58$.

La valeur calculé de b' = $\frac{h b}{h + b\sqrt{j\omega}}$ est de 57 en prenant pour le coefficient d'échange

h = 7.

Pour la fréquence étudiée des études précédentes ([2]) ont montré que l'influence d'un capteur placé sur un matériau isolant (polystyrène) introduit un retard de phase sensiblement égal à 10° et sa résistance thermique peut être négligée.

L'étude des figures précédentes montrent aussi un déphasage de pratiquement $\frac{\pi}{4}$ entre les flux convectif et radiatif.

En conclusion, les résultats obtenus montrent qu'il est possible de séparer les composantes radiative et convective du flux thermique en régime permanent ou lentement variable avec une bonne précision même sur une paroi isolante à l'aide du capteur réalisé. Il faut toutefois noter une augmentation de 100% des coefficients radiatifs en régime de haute fréquence (0,7mHz), le coefficient h_c étant pratiquement stable.

-79-





Courbe 29: Représentation des flux radiatif ϕ_r et convectif ϕ_c correspondants.



urbe 30: Représentation de la somme des flux radiatif et convectif $\phi_r + \phi_c$, du flux relevé par le fluxmètre brillant ϕ_b .



Courbe 31: Simulation du bilan radiatif sur la surface du capteur.

-81-





-82-



Courbe 34 et 35: Détermination de b et b'.





t

+10.0 (*10³ sec)



+4.0

+6.0

+8.0

+2.0

-10.0

+0.0



Courbe 38: Représentation des flux radiatif ϕ_r et convectif ϕ_c correspondants.



Courbe 39: Comparaison du flux radiatif simulé ϕ_{rs} , radiatif détecté par le capteur ϕ_r et de la différence obtenue avec les fluxmètres noir et brillant $\phi_n - \phi_b$.



Courbe 40: Détermination du coefficient d'échange h_e pour les valeurs moyennes des flux et températures.



Courbe 41: Détermination du coefficient d'échange h_e pour les valeurs centrées des flux et températures avant la mise en marche des panneaux radiants.



Courbe 42: Détermination du coefficient d'échange h_e pour les valeurs centrées des flux et températures pendant le fonctionnement des panneaux radiants.



Courbe 43 et 44: Détermination des coefficients d'échange h_{r_1} et h_{r_2} pour les valeurs moyennes des flux et températures.



-88 -89-



Courbe 45 et 46: Détermination des coefficients d'échange h_{r_1} et h_{r_2} pour les valeurs centrées des flux et températures avant la mise en marche des panneaux radiants.







٠.

-91-



Courbe 49 et 50: Détermination de b et b'.



III-INTERPRETATION PHYSIQUE.

FORCE ELECTROMOTRICE DEVELOPPEE PAR UNE JONCTION BIME-TALLIQUE DE GRANDE SURFACE SOUMISE A UN FLUX THERMIQUE NON UNIFORME DANS LA DIRECTION NORMALE AU PLAN DE LA JONCTION.

III-1-RELATION ENTRE LE CHAMP DE POTENTIEL ELECTRIQUE ET LE FLUX THERMIQUE INDUCTEUR.

III-1-a-Conducteur homogène.

Considérons un conducteur homogène placé dans un flux thermique non uniforme. Dans le métal qui contient beaucoup d'électrons libres, toute différence de température provoque un mouvement d'ensemble des électrons couplé au flux thermique inducteur, une densité de courant d'origine thermoélectrique apparait proportionnelement au gradient thermique inducteur. Pour représenter cette densité de courant thermoélectrique, nous utilisons la loi d'ohm généralisée aux conducteurs à température non uniforme:

 $\mathbf{j} = \boldsymbol{\sigma} \mathbf{E} - \boldsymbol{\sigma} \, \boldsymbol{\alpha} \, \nabla \mathbf{T} \tag{1}$

j : densité de courant (A/m^2) ,

E, ∇T : gradient de potentiel et de température,

 σ : conductivité électrique,

 α : pouvoir thermoélectrique du conducteur,

 $\sigma \propto \nabla T$: densité de courant thermoélectrique.

Dans un conducteur homogène en circuit ouvert traversé par un flux thermique la densité de courant est partout nulle (Loi de Magnus). Le courant thermoélectrique est compensé en tout point par un courant de conduction σ E:

 $\sigma \mathbf{E} = \sigma \alpha \nabla \mathbf{T}$

soit $E = -\nabla V = \alpha \nabla T$

Compte tenu de la loi de Fourier $\phi = -\lambda \nabla T$, le champ électrique local est donc proportionnel au flux thermique inducteur:

$$\mathbf{E} = -\frac{\alpha}{\lambda} \phi \tag{2}$$

Il est parfaitement déterminé lorsque l'on connait la distribution du champ de température dans le conducteur.

L'objectif de la suite de ce travail est de montrer qu'une relation semblable peut être obtenue pour une jonction thermoélectrique de grande surface.

III-1-b-Jonction thermoélectrique de grande surface.

Les dispositifs thermoélectriques utilisés en pratique sont constitués par un conducteur hétérogène, c'est à dire par deux métaux de caractéristiques thermique et thermoélectrique différents; nous montrons qu'ils peuvent détecter les sollicitations thermiques. Considérons maintenant une jonction bimétallique de grande surface réalisée en déposant une couche de cuivre électrolytique de forme dissymétrique sur un support continu en constantan et montrons que les interactions thermoélectriques distribuées sur la surface de la jonction bimétallique sont déterminées lorsque l'on connait le champ de température en chacun des points de l'interface.

De façon générale à cause des différences de températures présente en différents points de la jonction, il y a interaction électrique entre les conducteurs et circulation de courants électriques suivant la direction tangentielle de part et d'autre de l'interface bimétallique. Ces interactions résultent;

-de la conservation de la charge et de l'énergie représentées par la continuité des composantes normales du flux énergétique et de la densité de courant électrique:

$$j_{n_1} = j_{n_2} \qquad \phi_{n_1} = \phi_{n_2}$$
 (3)

-de la continuité des champs de température et de potentiel électrique à l'interface des deux conducteurs:

$$\mathbf{E}_{\mathbf{t}_1} = \mathbf{E}_{\mathbf{t}_2} \qquad \nabla \mathbf{T}_{\mathbf{t}_1} = \nabla \mathbf{T}_{\mathbf{t}_2} \tag{4}$$

Compte tenu de la conservation (4) pour le gradient de potentiel électrique tangentiel nous obtenons à l'interface bimétallique l'expression:

$$E_{t} = \frac{j_{t_{1}}}{\sigma_{1}} + \alpha_{1} \nabla T_{t} = \frac{j_{t_{2}}}{\sigma_{2}} + \alpha_{2} \nabla T_{t}$$
(5)

Dans cette expression, $\frac{j_{t_1}}{\sigma_1}$ et $\frac{j_{t_2}}{\sigma_2}$ sont les chutes de potentiel provoquées par la circulation des courant j_{t_1} et j_{t_2} suivant la direction tangentielle à l'interface entre les

conducteurs superposés. L'effet de ces courants électriques différents est essentiellement de compenser les gradients de potentiel thermoélectrique $\alpha_1 \nabla T_t$ et $\alpha_2 \nabla T_t$ pour égaliser de part et d'autre de la jonction la variation de potentiel électrique ($E_{t_1} = E_{t_2}$).



Figure 18: Jonction bimétallique traversée par un flux thermique non uniforme.

La jonction bimétallique étant supposée traversée par un flux thermique de densité non uniforme dans la direction perpendiculaire à la jonction (figure 18). Si nous considérons, dans ces conditions, deux surfaces isothermes S_A et S_B coupants l'interface bimétallique séparant les conducteurs notés 1 et 2. Compte tenu de la différence entre les valeurs du pouvoir thermoélectrique des deux constituants α_1 et α_2 , les surfaces S_A et S_B ne sont pas équipotentielles et des courants électriques distribués dans le champ de température non uniforme circulent dans les conducteurs 1 et 2 de façon à rendre les surfaces isothermes équipotentielles. Les densités de courant j_{t_1} et j_{t_2} dépendent donc des valeurs locales des champs thermoélectriques $\alpha_1 \nabla T_t$ et $\alpha_2 \nabla T_t$ de part et d'autre de la jonction bimétallique.

La seule façon d'égaliser les variations tangentielles de potentiel électrique quelque soit la distribution du champ de température est de prendre en compte l'équipotentialité de la surface de la jonction bimétallique, c'est à dire que les chutes ohmiques $\frac{j_{t1}}{\sigma_1}$ et $\frac{j_{t2}}{\sigma_2}$ compensent en tout point la valeur du champ thermoélectrique local:

$$\frac{J_{t_1}}{\sigma_1} = -\alpha_1 \nabla T_t = \frac{\alpha_1}{\lambda_1} \phi_{t_1}$$
$$\frac{J_{t_2}}{\sigma_2} = -\alpha_2 \nabla T_t = \frac{\alpha_2}{\lambda_2} \phi_{t_2}$$
(6)

c'est à dire compte tenu de la relation (1):

$$E_{t} = \frac{j_{t}}{\sigma} + \alpha \nabla T_{t} = 0$$
 (7)

La composante tangentielle du champ électrique est partout nulle sur la surface du contact bimétallique qui est une surface équipotentielle. La surface occupée par la jonction bimétallique contient des densités de courant proportionnelles aux flux thermiques circulants suivant la direction tangentielle des conducteurs superposés.

Compte tenu de ces résultats la fem thermoélectrique détectée dans le support conducteur est obtenue en effectuant la somme des chutes ohmiques nécessaires pour rendre l'interface bimétallique équipotentielle.

-pour rendre la surface équipotentielle:

$$\sum_{\text{surface}} \alpha_1 \nabla T_t = \sum_{\text{surface}} \alpha_1 \frac{\phi_{t_1}}{\lambda_1} = \sum_{\text{surface}} \alpha_1 \frac{\phi_{t_2}}{\lambda_2}$$

-pour rendre les lignes frontières équipotentielles:

$$\sum_{\text{frontières}} \alpha_1 (\nabla T_{t_+} - \nabla T_{t_-}) = \sum_{\text{frontières}} \alpha_1 \left(\frac{\phi_{t_{1+}}}{\lambda_1} - \frac{\phi_{t_{2-}}}{\lambda_2} \right)$$

III-2-EVALUATION DES SENSIBILITES DES DIFFERENTES CONFIGURATIONS SIMULEES.

Considérons un ruban de constantan de faible épaisseur par rapport aux autres dimensions placé dans un champ de température uniforme dont les extrémités sont à la même température T_0 .





Quelque soit la distribution des gradients de température à l'intérieur de ce ruban, la tension induite à ses bornes est nulle: $\int E_t dx = \int -\alpha \nabla T_t = 0$.

Considérons maintenant ce même ruban où nous avons déposé des dépôts de cuivre

électrolytiques:



Figure 20

D'après les considérations du paragraphe précédent, la surface bimétallique est équipotentielle et la tension détectée aux bornes est la somme des chutes ohmiques dûes à la circulation des courants $\frac{j_t}{\sigma}$ compensants en tout point la valeur du champ thermoélectrique local.

En pratique, les cellules élémentaires d'une thermopile sont dissymétriques pour créer une différence entre les valeurs moyennes des gradients de température tangentiels aux extrémités du cuivre.





Les simulations en deux dimensions représentées au chapitre II sont effectuées au milieu du ruban conducteur (en pointillés sur la figure). Nous nous plaçons dans l'hypothèse où les connexions (a) entourants le "trou" sont annulées par la partie symétrique du dépôt (b). L'application des considérations thermoélectriques précédentes nécessitent la connaissance du gradient de température tangentiel ou du flux thermique tangentiel pour plus de précision dans la couche du cuivre et sur ses extrémités dans le constantan. Pour celà nous avons divisé le dépôt de cuivre en 11 éléments de 1,11 10⁻⁴m de longueur élémentaire. A partir d'un élément ayant une frontière adiabatique, la densité de flux thermique tangentielle ϕ_t est obtenue par:



Les résultats obtenus sont regroupés dans les tableaux ci dessous:

cellule			Flux thermique tangentiel (W/m ²)										
	Cn Cu												
supérieure	-1884	-2067	-3000	-4756	-3978	-3222	-2667	-2133	-1611	-1089	-555	-222	
inférieure	1458	2000	3167	4533	3978	3189	2522	1967	1411	1078	667	333	

tableau 1: Flux thermique tangentiel dans les électrodes de cuivre du fluxmètre.

cellule				Flux ti	nermiq	ue tang	gentiel	(W/	′m²)			
	Cn		Cu									
supérieure	-1298	-720	-1944	-3489	-3267	-2811	-2478	-2211	-1944	-1678	-1200	-600
inférieure	1151	467	1344	2088	1856	1322	911	677	444	56	-455	-178

tableau 2: Flux thermique tangentiel dans les électrodes de cuivre de la thermopile soumise à un flux convectif.

cellule			Flux thermique tangentiel (W/m ²) Cu									
	Cn											
supérieure	+64	+33	-167	-317	-456	-517	-578	-639	-744	-850	-956	-506
inférieure	-342	-1147	-1500	-1789	-1678	-1567	-1456	-1344	-1278	-1211	-911	-444

tableau 3: Flux thermique tangentiel dans les électrodes de cuivre de la thermopile brillante soumise à un flux radiatif.

cellule			Flux thermique tangentiel (W/m ²)										
conule	Cn		Cu										
supérieure	-1364	-2173	-3389	-4778	-4155	-3467	-3022	-2622	-2222	-1822	-1422	-767	
inférieure	240	253	211	211	244	133	55	-55	-122	-122	-356	-589	

tableau 4: Flux thermique tangentiel dans les électrodes de cuivre de la thermopile noire soumise à un flux radiatif. La sensibilité simulée est obtenue par:

$$\Delta \mathbf{V} = \sum_{i=1}^{11} \alpha_{Cn} \left(\frac{\phi_{Cut}^{i}}{\lambda_{Cu}} \right) \mathbf{l}_{i} + \alpha_{Cn} \left(\frac{\phi_{Cut}^{1}}{\lambda_{Cu}} \mathbf{l}_{1} - \frac{\phi_{Cnt}^{1}}{\lambda_{Cn}} \mathbf{l}_{1} \right)$$

où ϕ_{Cut}^i représente la densité de flux tangentiel dans l'élément i du dépôt de cuivre et le dernier terme la fem dûe à la discontinuité du gradient de température à la frontière du cuivre avec le constantan.

Les valeurs numériques des sensibilités obtenues sont données ci dessous.

Pour un fluxmètre de 12,5x12,5cm²:(traversé par un flux de 1,875W)

 $2454\mu V/W$, la valeur expérimentale est de $1286\mu V/W$.

Pour une thermopile non recouverte;

-soumise à un échange convectif:(1,875W)

 523μ V/W pour la piste supérieure et 332μ V/W pour la piste inférieure, les valeurs expérimentales étant respectivement de 404μ V/W et 289μ V/W.

-soumise à un flux radiatif:(1,5625W)

 $726\mu V/W$ pour la piste supérieure de la cellule peinte en noir et de $56\mu V/W$ pour la piste inférieure, les valeurs expérimentales étant respectivement de $207\mu V/W$ et $22\mu V/W$.

 97μ V/W pour la piste supérieure de la cellule brillante et de -269μ V/W pour la piste inférieure, les valeurs expérimentales sont respectivement de -248μ V/W et -201μ V/W.

IV-CONCLUSION.

-Le signe de la tension détectée suivant l'échange convectif ou radiatif concorde avec les valeurs expérimentales sauf pour la piste brillante de la thermopile non recouverte quand elle est soumise à un flux thermique radiatif,

-Les valeurs relatives des tensions entre les pistes supérieures et inférieures sont une bonne approximation des valeurs expérimentales relevées,

-Les différences en valeur absolue entre la valeur simulée et la valeur expérimentale montrent l'intérêt d'une modélisation qui serait effectuée en trois dimensions pour faire intervenir les contributions du flux tangentiel dans les fines connexions entourant le "trou". Elles semblent non négligeable surtout dans le cas de la thermopile non recouverte soumise à un flux radiatif où le "trou" et les interpistes laissent apparaître le kapton, celui ci ayant une part active dans la canalisation du flux thermique et d'autre part cette modélisation permettrait de quantifier l'interaction due à la proximité de deux pistes de natures différentes.
CONCLUSION

Partant de l'analyse classique des échanges sur une paroi opaque décrits par la relation:

 $\phi = h_{c} \left(\theta_{a} - \theta_{s} \right) + h_{r} \left(\theta_{r} - \theta_{s} \right) \qquad (W/m^{2})$

 θ_a , θ_r , θ_s : températures d'air, radiante moyenne et de surface (°C),

 h_c , $h_r(\theta_r, \theta_s)$: coefficients d'échanges convectif et radiatif linéarisé pour le rayonnement basse température en considérant l'écart ($\theta_r - \theta_s$) faible, (W/Km²).

Nous avons montré dans la première partie l'intérêt et les limites des méthodes fluxmétriques pour séparer les échanges convectif et radiatif. Cette séparation n'est possible en pratique que par la mise en oeuvre des méthodes de traitement du signal.

L'utilisation de fluxmètres recouverts de feuilles d'émissivité contrastées sur une paroi lourde permet la séparation des échanges convectif et radiatif et l'évaluation de ses caractéristiques thermophysiques avec une bonne précision en régime permanent ou lentement variable.

Sur une paroi isolée cette séparation est plus complexe par cette méthode et demande une correction des températures de surface sous les capteurs, pratiquement impossible en régime variable.

Les résultats ont été validés par la modélisation théorique classique de Boltzman des échanges radiatifs.

Pour traiter ce problème avec une meilleure précision nous avons conçu un capteur à jonction thermoélectriques découvertes. Les problèmes les plus difficiles à résoudre ont été:

- l'analyse physique du fonctionnement présumé d'une jonction thermoélectrique de grande surface suivant le type de conditions limites imposées sur la face d'entrée du capteur afin de modifier l'absorptivité de surface de manière adéquate.

- la méthode d'étalonnage, problème très difficile compte tenu de la superposition des échanges convectif et radiatif dans tous les dispositifs expérimentaux. Toutefois le système à plaques régulées réalisé dans le cadre de ce travail a permis la caractérisation des échanges dans une lame d'air et l'étalonnage du capteur réalisé.

Les mesures réalisées in situ sont conformes à la modélisation des échanges radiatifs lorsque l'on connait la température des surfaces en interaction.

Le capteur permet la séparation aussi bien sur une paroi lourde que légère et d'évaluer facilement les caractéristiques thermophysiques de ces parois.

Toutefois ces résultats sont originaux et montrent que les phénomènes radiatif et convectif ne sont pas en phase en régime variable.

Pour assurer l'ensemble de ces résultats il faut évidemment entreprendre une modélisation des capteurs de façon à assurer l'expérimentateur des performances et limites de l'instrument utilisé.

Dans la dernière partie nous avons abordé ce problème de façon semi quantitative puisque nous avons utilisé les résultats d'une modélisation 2D des échanges thermiques en régime permanent. Toutefois cette modélisation a permis de rendre compte des performances relatives des différentes configurations de thermopiles utilisées au laboratoire.

ANNEXE 1

COUPLAGES THERMOELECTRIQUES DANS LES THERMOCOUPLES DE SURFACE

INTRODUCTION.

Nous nous plaçons ici dans le cadre d'une représentation phénoménologique macroscopique du couplage thermoélectrique et des propriétés thermiques et électriques des conducteurs métalliques. Notre but est d'abord de rappeler les relations de base permettant de décrire les phénomènes de transport d'électricité et de chaleur dans les métaux, et ensuite, d'expliciter clairement les notions bien connues sur les effets de contact entre métaux lorsque les électrons libres s'y trouvent d'une part en équilibre et d'autre part en déplacement macroscopique (courant électrique). Ayant rappelé les propriétés des conducteurs homogènes, nous utilisons ces notions de base pour établir les lois représentatives du couplage thermoélectrique dans les thermocouples de surface.

I-CONDUCTIVITES THERMIQUE ET ELECTRIQUE.

I-1-Conductivité électrique.

Dans un métal, la conduction électrique est surtout due au mouvement des électrons libres. La conductivité électrique caractérise ce mouvement des électrons sous l'action d'un champ électrique.

Le coefficient conductivité électrique peut, en première approximation, être représenté pour un conducteur homogène et isotrope par la relation bien connue:

 $\sigma = \frac{e^2 . n. \tau}{m} \qquad \sigma \text{ en moh/m}$

 $n = densité de porteurs (m^{-3})$

e = charge de l'électron (Cb)

m = masse de l'électron (Kg)

 τ = temps de libre parcours moyen (s)

Connaissant la conductivité électrique, il est possible de déterminer la valeur locale de la densité de courant si on connaît aussi la valeur locale du champ électrique par l'utilisation de la relation phénoménologique valable pour un conducteur isotherme:

 $\vec{j} = \sigma \vec{E}$ (1)

j en A/m² E en V/m

I-2-Conductivité thermique.

Lorsqu'un gradient thermique est appliqué sur un conducteur homogène, il y a transfert de chaleur par l'intermédiaire du gaz d'électrons libres. La fonction de Fermi est modifiée dans le sens d'une plus grande occupation des niveaux de fortes énergies pour les électrons se situant dans un volume dV porté à la température T+dT. La concentration en électrons "chauds" est plus importante dans le volume dV, ils diffusent alors vers la zone froide et cèdent leurs excès d'énergie par chocs sur les autres électrons et sur les atomes du réseau. Inversement, les électrons de la zone froide diffusent vers la zone chaude avec une énergie moyenne plus faible. On a donc dans une section droite du solide un flux d'énergie ϕ_c qui s'écoule vers la région froide et un flux d'énergie ϕ_f plus faible qui est dirigé vers la zone chaude. Le flux global $\vec{\phi} = \vec{\phi}_c + \vec{\phi}_f$ va dans le même sens que $\vec{\phi}_c$. On définit la conductivité thermique du matériau par la relation:

 $\vec{\phi} = -\lambda. \nabla T \quad (2)$

 ϕ est la densité de flux thermique (W/m²) λ est la conductivité thermique (W/mK) ∇T est le gradient thermique (K/m)



I-3-Loi de Wiedemann-Franz.

On montre que les conductivités électrique et thermique représentatives des transferts d'électricité et d'energie par les électrons de conduction sont proportionnelles à une température donnée. Soit

 $\frac{\lambda}{\sigma} = LT$ (3)

T = température absolue (K)

 $L = 2,45.10^{-8} V^2/K^2$

Il est possible de trouver un métal qui soit un bon conducteur électrique et dont la conductivité thermique est faible.

-106-

II-REPRESENTATION PHENOMENOLOGIQUE DU COUPLAGE THERMOELEC-TRIQUE DANS UN CONDUCTEUR HOMOGENE EN CIRCUIT OUVERT.

Lorsqu'un gradient de température est appliqué sur un échantillon métallique conducteur dont les porteurs majoritaires sont des électrons libres, la diffusion des électrons décrite précédemment s'accompagne d'un transfert de charges. Les électrons "chauds" ayant une vitesse moyenne d'agitation thermique plus importante que pour les électrons "froids", le nuage électronique situé près de la source chaude aura tendance à se déplacer vers la zone froide. Ce gradient de concentration donne naissance à un gradient de potentiel électrostatique créé par l'accumulation de charges négatives par apport d'électrons "chauds" au niveau de la surface froide: c'est l'effet Seebeck. Si le système est en régime quasi-statique (quasi équilibre thermodynamique) le champ $\mathbf{E}_{el} = -\nabla \mathbf{V} = -\alpha.\nabla \mathbf{T}$ est compensé exactement en tout point par un champ électromoteur $\mathbf{E}_{th} = \alpha.\nabla \mathbf{T}$.(pour un champ moteur j et E sont de signe différent)

Lorsque les porteurs mobiles véhiculant à la fois l'énergie et une charge électrique sont des électrons de type "électrons libres" (m>0, q<0), la zone chaude sera chargée positivement par rapport à la zone froide. Dans certains métaux où les porteurs mobiles situés près du niveau de Fermi sont des électrons de masse effective négative ce sera l'inverse.

On caractérise l'effet Seebeck par un coefficient α tel que

 $\vec{E}_{th} = -\alpha.\nabla T$ (4) (V/m)



Le coefficient α est appelé pouvoir thermoélectrique du conducteur; il s'exprime en V/°C. Il peut être positif ou négatif selon le type de porteurs mobiles (∞ 0 pour des électrons libres).

Il faut remarquer que \mathbf{E}_{th} n'est pas directement accessible à la mesure, les appareils de mesure introduisent des contacts avec des métaux différents.

III-GENERALISATION DE LA LOI D'OHM.

Considérons un conducteur homogène, soumis à un champ extérieur E le champ

thermoélectrique \mathbf{E}_{th} interne représentatif des phénomènes thermoélectriques se superpose au champ électrique interne à l'échantillon. La loi d'Ohm dans l'échantillon s'exprime localement par la relation:

$$\vec{j} = \sigma.(\vec{E} - \alpha.\nabla T)$$
 (5) (A/m)



Cette relation phénoménologique est habituellement utilisée pour représenter l'état électrique local d'un conducteur homogène soumis à la fois à un champ électrique \mathbf{E} et à un gradient de température $\nabla \mathbf{T}$.

Cette équation se réduit à $\vec{j} = \sigma \vec{E}$ pour un circuit homogène isotherme. Elle montre que la conductivité électrique habituellement utilisée pour représenter les propriétés électriques des métaux est une conductivité isotherme.

IV-FLUX D'ENERGIE DANS UN CONDUCTEUR.

Le passage d'un courant électrique pouvant être d'origine thermique, inversement le passage d'un courant électrique est couplé à un transfert énergétique. Le transfert d'énergie dans un conducteur homogène traversé par un courant électrique et soumis à un gradient thermique est représenté par la deuxième relation de phénoménologique:

 π est le coefficient de Peltier et se mesure en volts. Il permet de représenter le transfert d'énergie associé à un transfert de charges. L'énergie des porteurs dans la bande de conduction étant définie à une constante près, il en est de même du coefficient de Peltier qui change de valeur lorsqu'on change l'origine des énergies.

Première relation de Kelvin

Les coefficients π et α sont liés par la première relation de Kelvin

-108-

$$\alpha.\mathrm{T}=\frac{\mathrm{E}_{\mathrm{F}}}{\mathrm{e}}+\pi$$

 E_F est l'énergie du niveau de Fermi mesurée par rapport à une origine quelconque. Lorsque l'origine des énergies est choisie au niveau de Fermi lui-même, la première relation de Kelvin s'écrit alors:

 $\pi = \alpha. T \qquad (7)$

Il en résulte une nouvelle expression de la relation (6) dans laquelle on remplace π par α .T.

 $\vec{\phi} = \alpha. \vec{T.j} - \lambda. \vec{\nabla} T$

Ce choix d'origine des énergies est intéressant pour traiter le problème des chaînes thermoélectriques puisque les niveaux de Fermi sont alignés à l'équilibre thermodynamique. Il n'est pas indiqué de faire un tel choix dans un système ne comportant qu'un seul conducteur car dans un cristal contenant des gradients de concentration ou de température, c'est l'énergie de Fermi qui varie en tout point du matériau. On a une origine variable, mais le bas de la bande de conduction est le même dans tout le conducteur.

Au contraire du coefficient Peltier, le pouvoir thermoélectrique α est défini de façon intrinsèque et indépendemment de l'origine des énergies.

Dans conducteur en circuit ouvert, les relations précédentes deviennent

 $\vec{\phi} = -\lambda. \nabla T$

 $\vec{E} = \alpha . \vec{\nabla} T$

La connaissance du champ de température définit à la fois l'état thermique et l'état électrique du conducteur.

V-PROPRIETES DES CHAINES THERMOELECTRIQUES.

Une chaîne thermoélectrique est un ensemble de conducteurs différents connectés en série, les contacts étant supposés à températures uniformes.

V-1-Passage d'un courant dans un contact thermoélectrique

Considérons maintenant le passage du courant dans la chaîne thermoélectrique monodimensionelle représenté ci dessous.



Lorsqu'un courant circule dans la chaîne thermoélectrique supposée à température homogène, le flux d'énergie a une valeur différente dans chacun des conducteurs

 $\vec{\phi}_1 = \alpha_1 \cdot \vec{1} \cdot \vec{j} = \pi_1 \cdot \vec{j}$ $\vec{\phi}_2 = \alpha_2 \cdot \vec{1} \cdot \vec{j} = \pi_2 \cdot \vec{j}$

Au niveau du contact entre les conducteurs, il y a discontinuité du flux énergétique. Il en résulte un échange réversible de chaleur représenté par une source localisée d'intensité pour une chaîne à température uniforme T:

$$\frac{\mathrm{dq}}{\mathrm{dt}} = \vec{\phi}_1 - \vec{\phi}_2 = (\pi_1 - \pi_2) \cdot \vec{j} = (\alpha_1 - \alpha_2) \cdot \vec{1} \cdot \vec{j} = \pi_{12} \cdot \vec{j}$$

Le coefficient de Peltier $\pi_{12} = (\alpha_1 - \alpha_2)$. T's'exprime en volts. Il est généralement de l'ordre du millivolt. Dans le cas particulier d'une chaîne cuivre-constantan à la température ambiante: $\pi_{12} = 12$ mV.

L'échange réversible de chaleur par effet Peltier est dû à la discontinuité de la composante thermoélectrique du flux d'énergie lorsque le courant passe d'un conducteur dans un autre conducteur de nature différente. En fait, il y a également variation spatiale du flux de chaleur dûe aux variations avec la température du pouvoir thermoélectrique et échanges de chaleur distribués sur la longueur des thermoéléments.

Les échanges par effet Peltier sont indépendants des échanges thermiques par conduction et peuvent être représentés à l'aide du schéma équivalent représenté ci-dessous.



En régime permanent, nous obtenons à chaque noeud le bilan thermique:

$$\begin{split} \lambda_1 \cdot \nabla T_{n_1} &- \lambda_2 \cdot \nabla T_{n_2} = (\alpha_2 - \alpha_1) \cdot T \cdot j & \text{pour la jonction l} \\ \lambda_2 \cdot \nabla T_{n_2} &- \lambda_1 \cdot \nabla T_{n_1} = (\alpha_1 - \alpha_2) \cdot T \cdot j & \text{pour la jonction 2} \end{split}$$

Un tel dispositif admet un régime permanent dans lequel la différence de température $T_1 - T_2$ est déterminée par

 $\Delta T = T_1 - T_2 = \alpha . T. I \quad (R_{cu} // R)$

R étant la résistance thermique représentative de la charge thermique extérieure. Lorsque le système est isolé, les échanges extérieurs sont négligeables et

$$\Delta T = \frac{\alpha.T.I}{R_{cu}}$$

la différence de température entre les jonctions thermoélectriques est déterminée par la résistance R_{eu} .

V-2-Analyse du couplage thermoélectrique distribué dans un thermocouple de surface

Description de l'état électrique d'un conducteur homogène traversé par un flux thermique.

Considérons tout d'abord un conducteur homogène placé dans un champ de température. Compte tenu de la relation (5), la densité de courant étant partout nulle (j=0), le conducteur est en équilibre électrostatique, le courant \vec{J}_{th} est annulé par $\sigma \vec{E} = \alpha \sigma . \nabla T$ et le conducteur est soumisen tout point au champ $\vec{E} = \alpha . \nabla T$. Une différence de température entraîne donc une ddp donné par:

 $\nabla V = -\vec{E} = -\alpha.\nabla T$

Le potentiel électrique varie dans le conducteur qui n'est pas un volume équipotentiel. La direction du champ électrique étant parallèle à celle du gradient thermique, le flux thermique est en tout point proportionnel au gradient de potentiel électrique



et on peut considérer que les lignes de champ électrique sont parallèles aux lignes de flux thermique.

Le domaine d'application des considérations précédentes peut être étendu aux systèmes de conducteur non homogène lorsque la densité de courant est partout nulle, c'est à dire lorsque les surfaces de contact bimétalliques sont des surfaces isothermes. Dans ce cas, les lignes de flux sont perpendiculaires à l'interface bimétallique et compte tenu de la relation

-111-

de conservation:

$$\phi_{n_1} = \phi_{n_2}$$
 soit $\lambda_1 \cdot \nabla T_{n_1} = \lambda_2 \cdot \nabla T_{n_2}$

il apparaît que la densité normale de courant thermoélectrique $\alpha \sigma \nabla T = \alpha \frac{\sigma}{\lambda} \phi$ de part et d'autre de la surface du contact bimétallique subit une discontinuité compte tenu de la conservation du courant électrique $j_{n_1} = j_{n_2}$ on obtient:

$$\sigma_1 \cdot \mathbf{E}_{n_1} - \sigma_2 \cdot \mathbf{E}_{n_2} = \left(\frac{\alpha_2}{\lambda_2} \cdot \sigma_2 - \frac{\alpha_1}{\lambda_1} \cdot \sigma_1 \right) \cdot \phi_n = (\alpha_2 - \alpha_1) \cdot \frac{\sigma}{\lambda} \cdot \phi_n$$

Cette relation est semblable à celle obtenue dans la partie précédente pour décrire l'effet Peltier, elle montre que l'apparition de sources électriques sur une jonction bimétallique traversée par un flux thermique est l'effet inverse du phénomène Peltier représenté par une source énergétique commandée sur une jonction bimétallique traversée par un courant électrique. En circuit ouvert, chacun des conducteurs est soumis au champ électrique $E_n = \alpha . \nabla T_n$ et la source de courant localisée au niveau du contact bimétallique est proportionnelle à la discontinuité du champ électrique:



Nous remarquons que si λ_2 est relativement important par rapport à λ_1 , le champ électrique dans le conducteur 2 est pratiquement nul et le volume noté 2 est pratiquement équipotentiel, les surfaces équipotentielles sont isothermes.

ANNEXE 2

NOTIONS DE CORRELATION

FONCTION D'AUTOCORRELATION

Soit un signal déterministe ou aléatoire x(t), sa fonction d'autocorrélation est définie par la relation:

$$R_{xx}(\tau) = \lim_{T \to \infty} \frac{1}{T} \int_0^T x(t) x(t-\tau) dt$$

Cette fonction décrit la mémoire statistique du processus x(t); elle exprime la dépendance entre les valeurs définissant le processus à un instant donné et les valeurs définissant le même processus aux instants précédents décalés de τ .

La fonction d'autocorrélation est une fonction paire dont le maximum est situé à l'origine.

FONCTION D'INTERCORRELATION

Soit deux signaux déterministes ou aléatoires x(t) et y(t), leur fonction d'intercorrelation est définie par la relation:

$$R_{yx}(\tau) = \lim_{T \to \infty} \frac{1}{T} \int_0^T y(t) x(t-\tau) dt$$
$$R_{yx}(\tau) = \lim_{T \to \infty} \frac{1}{T} \int_0^T x(t) y(t+\tau) dt$$

La fonction d'intercorrélation exprime la dépendance statistique entre deux phénomènes, quand R_{yx} (r) = 0 les deux processus x(t) et y(t) ne sont plus corrélés. L'abcisse du maximum de la fonction correspond au "retard" moyen introduit par le système. Quand x(t)et y(t) sont des sinusoïdes pures nous avons directement accès à la différence de phase entre x(t) et y(t).

-114-

PRINCIPALES APPLICATIONS

-Elimination du bruit aléatoire.

-Identification des sytèmes linéaires.

-Obtention des densités spectrales de puissance.

-Mesure de déphasages.

Remarques:

Pour calculer les fonctions de corrélations de signaux "d'énergie finie" (type transitoire) on utilise les définitions suivantes:

$$R_{xx}(\tau) = \int_{-T}^{T} x(t) x(t-\tau) dt$$
$$R_{yx}(\tau) = \int_{-T}^{T} y(t) x(t-\tau) dt$$

Les bornes d'intégration -T et T sont choisies de sorte qu'en ces points les signaux puissent être considérés comme nuls.

Dans ce cas la transformée de Fourier ne définit plus un spectre de densité de puissance, mais un spectre de densité d'énergie.

ANNEXE 3

PRESENTATION DE LA CHAINE DE MESURES ET DES LOGICIELS UTILISES



Les manipulations ont été effectuées à l'aide d'un rack développé au laboratoire.([30]) Il comprend deux parties ayant des fonctions différentes:

- un système d'entrées-sorties relié par un bus μP à un Commodore CBM comprenant un (des) convertisseur(s) analogique-numérique à 8 entrées et un (des) convertisseur(s) numérique-analogique à 2 sorties.

- un système purement analogique où nous pouvons connecter différentes cartes décrites ci dessous:

1) 4 amplificateurs bas niveaux de gain 1000 ou 2000. Après amplification les tensions délivrées par les fluxmètres sont mesurables par une acquisition

-117-

numérique.

2) 2 ponts de résistances commutées permettant de fixer une consigne en température pour des capteurs de type PT100.

3) 2 amplificateurs bas niveaux de gain 8000.

4) l régulateur de type PID réglable.

5) 2 amplificateurs de puissance 100W, de gain 3 et comprenant un correcteur "racine". Ils permettent d'alimenter les résistances imprimés de 10Ω .

Le commodore CBM permet de dialoguer avec l'ensemble décrit ci dessus à l'aide de logiciels écrits en basic pour les acquisitions lentes ou en langage machine pour des acquisitions rapides. Les données expérimentales sont stockées sur disquettes.

Ces fichiers de données sont ensuite transmis par l'intermédiaire d'une liaison série entre un Commodore SX-64 et un IBM PC-AT comprenant une grande capacité de stockage sur disque dur et une vitesse de traitement des données nettement plus rapide.

LOGICIELS DEVELOPPES.

Pour le travail que nous avons effectué, nous nous sommes pourvus d'outils informatiques performants écrits par nos soins. Le principal langage utilisé est le Pascal (Compilateur Turbo Pascal ver 3.02A).

Nous avons développé notamment:

- un logiciel calculant des facteurs de forme entre des surfaces rectangulaires perpendiculaires ou parallèles.

- un utilitaire permettant de traiter des fichiers de données expérimentales de façon interactive avec l'utilisateur;

+ moyenne mobile pour effectuer la recherche de la composante lentement variable de l'enregistrement d'un signal,

+ addition d'enregistrements,

+ calcul d'un bilan radiatif à partir de deux enregistrements de températures,

+ création de fichiers de données entrées par l'intermédiaire du clavier, concaténation et possiblité d'effectuer une fenêtre dans un enregistrement de données,

+ corrélation de deux enregistrements de points,

+ transformation de fourier.

- un logiciel permettant de visualiser sur l'écran des courbes obtenues à l'aide des fichiers de données, puis de les commenter, enfin avec la possibilité de les traçer sur papier ou transparent à l'aide d'une table traçante.

- un programme de simulation des couplages thermoélectriques dans une chaine monodimensionelle traversée par un courant en régime sinusoïdal.

LOGICIELS ACHETES ET INSTALLES.

Nous avons installé:

- un programme permettant de simuler en 2D les transferts thermiques.([39])

- un traitement de texte scientifique avec lequel cette thèse est imprimée à l'aide d'une imprimante laser. INDEX DES COURBES

Courbe la:	13
Variations en fonction du temps des températures -d'air θ_a	
-de surface 2 recouverte d'une feuille de faible émissivité	
-de surface 1 recouverte d'une feuille de forte émissivité	
Courbe 1b:	13
Variations correspondantes des flux ϕ_1 et ϕ_2	
Courbe 2a:	18
Variations en fonction du temps des températures -d'air θ_a	
-de surfaces 1,2 et résultante θ_e	
Courbe 2b:	18
Variations correspondantes des flux ϕ_1 et ϕ_2	
Courbe 2c:	19
Variations en fonction du temps du flux ϕ_1 des écarts de températures $\Delta \theta_a$ et $\Delta \theta_e$	
Courbe 3a:	20
Variations en fonction du temps des températures -d'air θ_a	
-dans le plan des capteurs θ_{s_1} et θ_{s_2}	
-de surface P. et P.	
Courbe 3b:	21
Courbe 3b:	21
Courbe 3b:	21 21
Courbe 3b:	21 21
Courbe 3b:	21 21 22
Courbe 3b:	21212222
Courbe 3b: Variations de la température d'air θ_a et de la température résultante θ_e Courbe 3c: Variations des flux ϕ_1 et ϕ_2 Courbe 4a: Variations en fonction du temps des températures -d'air θ_a -de surface θ_{s_1} et θ_{s_2} -du panneau radiant θ_r Courbe 4b: Variations correspondantes des flux ϕ_1 et ϕ_2	21 21 22 22
Courbe 3b: Variations de la température d'air θ_a et de la température résultante θ_e Courbe 3c: Variations des flux ϕ_1 et ϕ_2 Courbe 4a: Variations en fonction du temps des températures -d'air θ_a -de surface θ_{s_1} et θ_{s_2} -du panneau radiant θ_r Courbe 4b: Variations correspondantes des flux ϕ_1 et ϕ_2 Courbe 4c:	 21 21 22 22 22 23
Courbe 3b: Variations de la température d'air θ_a et de la température résultante θ_e Courbe 3c: Variations des flux ϕ_1 et ϕ_2 Courbe 4a: Variations en fonction du temps des températures -d'air θ_a -de surface θ_{s_1} et θ_{s_2} -du panneau radiant θ_r Courbe 4b: Variations correspondantes des flux ϕ_1 et ϕ_2 Courbe 4c: Comparaison des écarts de températures $\Delta \theta_a$ et $\Delta \theta_e$	 21 21 22 22 22 23
Courbe 3b: Variations de la température d'air θ_a et de la température résultante θ_e Courbe 3c: Variations des flux ϕ_1 et ϕ_2 Courbe 4a: Variations en fonction du temps des températures -d'air θ_a -de surface θ_{s_1} et θ_{s_2} -du panneau radiant θ_r Courbe 4b: Variations correspondantes des flux ϕ_1 et ϕ_2 Courbe 4c: Comparaison des écarts de températures $\Delta \theta_a$ et $\Delta \theta_e$ Courbe 5a:	 21 21 22 22 23 26

-121-

Courbe 5b:	26
Variations des flux ϕ_1 et ϕ_2 correspondantes: ϕ_1 est recouvert d'une feuille de fai émissivité	ible
	27
Variations en fonction du temps des températures θ_a , θ_r , θ_{s_1} , θ_{s_2}	
Courbe 6b:	27
Variation des flux ϕ_1 et ϕ_2 correspondantes: ϕ_1 est recouvert d'une feuille de forte émissivi	ité
Courbe 7:	29
Fonctions de corrélations	
Courbe 8:	33
Module de b' en fonction de b et h ($\omega = 7,4 \ 10^{-3} \ rad/s$)	
Courbe 9a:	34
Variation des températures centrées θ'_{a} , $\theta'_{s_{1}}$, $\theta'_{s_{2}}$	
Courbe 9b:	34
Variation des flux thermiques centrés ϕ_1 et ϕ_2	
Courbe 9c:	35
Valeurs centrées des écarts de température vues de la paroi S ₂	
Courbe 9d:	35
Valeurs centrées des écarts de température vues de la paroi S ₁	
Courbe 9e:	36
$\begin{array}{cccccccccccccccccccccccccccccccccccc$	
Courbe 9f:	36
Fonctions d'intercorrélation calculées lorsque le système est soumis à une perturbat	tion
radiative	
Courbe 10:	62
Etalonnage du petit fluxmètre	
Courbe 11:	62
Etalonnage du capteur recouvert de papier carbone	

Courbe 12:	53
Etalonnage du capteur recouvert d'aluminium poli	
Courbe 13:	53
Tension détectée dans la lame d'air chauffée par la face supérieure	
Courbe 14:	54
Tension détectée dans la lame d'air chauffée par la face inférieure	
Courbe 15:	55
Flux net reçu dans la lame d'air (faces brillantes)	
Courbe 16:	5 5
Flux net reçu dans la lame d'air (faces absorbantes)	
Courbe 17:	56
$\phi_{\rm n} - \phi_{\rm b} = f(\Phi_{\rm ro})$	
Courbe 18:	56
Détermination de h _e	
Courbe 19:	57
Flux reçu par le petit fluxmètre	
Courbe 20:	57
Flux reçu par le capteur	
Courbe 21:	58
Flux convectif moyen reçu par le capteur	
Courbe 22:	58
Flux convectif moyen reçu par le petit fluxmètre	
Courbe 23:	73
Tension détectée dans la lame d'air (faces absorbantes)	
Courbe 24:	73
Tension détectée dans la lame d'air (faces brillantes)	
Courbe 25:	74
Détermination de la sensibilité à un flux conductif	
Courbe 26:	74
Détermination de la sensibilité à un flux radiatif	
Courbe 27:	75
Flux convectif moyen mesuré par le capteur	

80 Essai sur la paroi de béton. Variations des températures d'air θ_a , des panneaux radiants θ_r et de surface du béton $\theta_{\rm b}$. 80 Représentation des flux radiatif ϕ_r et convectif ϕ_c correspondants. 81 Représentation de la somme des flux radiatif et convectif $\phi_r + \phi_c$, du flux relevé par le fluxmètre brillant $\phi_{\rm b}$. 81 Simulation du bilan radiatif sur la surface du capteur. 82 Variations centrées du flux convectif ϕ_{i} , des températures d'air θ_{i} et de surface θ_{i} . 82 Détermination du coefficient d'échange h. 83 Détermination de b et b'. 84 Essai sur la paroi légère. Variations des températures d'air θ_a , des panneaux radiants θ_r , de surface du béton θ_{bet} , sous les fluxmètres brillant θ_b et noir θ_n . 84 Représentation des flux ϕ_n et ϕ_b correspondants. 85 Représentation des flux radiatif ϕ_r et convectif ϕ_c correspondants. 85 Comparaison du flux radiatif simulé ϕ_{rs} , radiatif détecté par le capteur ϕ_r et de la différence obtenue avec les fluxmètres noir et brillant $\phi_n - \phi_b$. 86 Détermination du coefficient d'échange he pour les valeurs moyennes des flux et températures. 87 Détermination du coefficient d'échange h, pour les valeurs centrées des flux et températures avant la mise en marche des panneaux radiants.

Courbe 42:	87
Détermination du coefficient d'échange h _e pour les valeurs centrées des flux et températur	res
pendant le fonctionnement des panneaux radiants.	
Courbe 43 et 44:	89
Détermination des coefficients d'échange h_{r_1} et h_{r_2} pour les valeurs moyennes des flux	et
températures.	
Courbe 45 et 46:	90
Détermination des coefficients d'échange h _{r1} et h _{r2} pour les valeurs centrées des flux	et
températures avant la mise en marche des panneaux radiants.	
Courbe 47 et 48:	91
Détermination des coefficients d'échange h _{r1} et h _{r2} pour les valeurs centrées des flux	et
températures pendant le fonctionnement des panneaux radiants.	
Courbe 49 et 50:	92
Détermination de b et b'.	

INDEX DES FIGURES

Figure 1:
Différentes cellules thermoélectriques
Figure 2:
Dispositif d'étalonnage pour fluxmètres
Figure 3:
Modélisation d'un fluxmètre brillant disposé sur différentes parois
Figure 4:
Caisson climatique et dispositif de mesure
Figure 5:
Notations adoptées pour le calcul des facteurs de formes
Figure 6:
Représentation des lignes de flux thermique et du champ de température dans un fluxmètre
simple face
Figure 7:
Représentation des lignes de flux thermique et du champ de température dans un fluxmètre
double faces
Figure 8:
Représentation des lignes de flux thermique et du champ de température dans un fluxmètre
double faces ayant des "trous" allongés
Figure 9:
Aspect de la thermopile non recouverte
Figure 10:
Représentation des lignes de flux thermique et du champ de température dans une
thermopile doubles faces soumise à un flux convectif
Figure 11: 46
Représentation des lignes de flux thermique et du champ de température dans une
thermopile doubles faces soumise à un flux radiatif
Figure 12: 48
Représentation des lignes de flux thermique et du champ de température dans une
thermopile doubles faces dont la face supérieure est traitée soumise à un flux radiatif
Figure 13: 49
Aspect des capteurs réalisés
Figure 14a:
Représentation des lignes de flux thermique et du champ de température dans un fluxmètre

-128-

doubles faces en coupe transversale	
Figure 14b, 14c, 14d et 14e:	50
Représentation des lignes de flux thermique et du champ de température dans	une
thermopile doubles faces en coupe transversale	
Figure 15a:	53
Dispositif d'étalonnage	
Figure 15b:	54
Régulation de température des plaques	
Figure 16:	56
Représentation des lignes de flux thermique et du champ de température dans la struct	ture
du dispositif d'étalonnage	
Figure 17:	57
Conventions de signe des flux radiatif, conductif et convectif dans la lame d'air pour	les
différentes configurations expérimentales	
Figure 18:	95
Jonction bimétallique traversée par un flux thermique non uniforme	
Figure 19:	96
Figure 20:	97
Figure 21:	97

REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUES

- DUTHOIT B. "Les méthodes de la théorie du signal appliqués à l'étude des interactions énergétiques entre une paroi opaque et son environnement". Thèse d'état, Lille, 1985.
- [2] LECLERCQ D. "Caractérisation des transferts thermiques par analyse de la réponse en fréquence". Thèse 3^{ème} cycle, Lille, 1982.
- [3] GAVIOT E. "Application des méthodes de la théorie du signal à la dissociation des énergies en régime variable". Thèse 3^{ème} cycle, Lille, 1985.
- [4] BELLATAR S. "Le traitement par corrélation des mesures simultanées de flux thermique et de température de surface appliqué à l'analyse des échanges énergétiques sur la surface d'une paroi en régime variable". Thèse 3^{ème} cycle, Lille, 1985.
- [5] OTER-DUTHOIT L. "Application des méthodes de la théorie des systèmes à la simulation de l'évolution des flux thermiques sur les faces d'entrée et de sortie d'une paroi multi couches". Thèse 3^{è me} cycle, Lille, 1985.
- [6] VULTAGIO C. "Les méthodes de la théorie du signal appliquées à l'analyse des transferts thermiques sur la surface d'une paroi opaque en régime variable". Thèse 3^{è me} cycle, Lille, 1987.
- [7] DUTHOIT B. VULTAGGIO C. THERY P. "Application des méthodes de la théorie du signal à l'analyse des échanges thermiques in situ".
- [8] DUTHOIT B. LECLERCQ D. THERY P. "Signal and systems analysis for unsteady heat conduction problem". J. Appl. Phys. 54(2), février 1983.

[9] BARDON J.P. "Transferts thermique par rayonnement et par conduction". Ecole d'été.

[10] SACADURA J.F. "Initiation aux transferts thermiques".

[11] GOSSE J. "Guide technique de thermique". Dunod.

[12] LEBRUN A. "Rôle de l'effusivité dans la conduction thermique". Note interne, CRESMAT, Lille, 1986.

[13] SAHRAOUI N.E. "Contribution à l'étude en régime transitoire d'un nouveau modèle approché pour caractériser le comportement thermique d'un local. Etude expérimentale des transferts dans les locaux". Thèse 3^{ème} cycle, Lille, 1985.

[14] DUTHOIT B. HERIN P. LASSUE S. THERY P.

"Régulation et commande d'un système thermique de l'habitat par mesure expérimentale des variations de flux thermique sur les parois d'un batiment donné". ATP thermique du batiment.

[15] ALLARD F. INARD C. ROLDAN A. "Etude comparative de différentes méthodes de modélisation des échanges radiatifs de courtes et grandes longueurs d'onde dans une cellule d'habitation".

[16] CRABOL J. "Transferts d'énergie par rayonnement thermique". Ecole d'été 1976.

[17] DUTHOIT B. HERIN P.

"Interactions énergétiques entre une paroi et une cellule". Annales ITBTP nº 451, 1987.

[18] LASSUE S. DUTHOIT B. THERY P. "Echanges thermiques entre une paroi et une cellule, coexistence de sources radiatives et convectives". A paraître. [19] LEBRUN A. "Rappels sur les échanges d'énergie, entre surfaces, par rayonnement". Note interne, CRESMAT, Lille, 1986.

[20] LECLERCQ D. GAVIOT E. THERY P. "Frequency domain analysis of entropy génération trough heat flow". J. Appl. Phys. 54(10), octobre 1983.

[21] OIRY H. "Etude thermique approfondie d'un fluxmètre à gradient tangentiel". Thèse 3^{ème} cycle, Nantes, 1985.

[22] THERY P. "Etude et caractérisation d'un nouveau fluxmètre thermique". Brevet ANVAR.

[23] DEGENNE M. KLARSFELD S. "A new type of heatflowmeter for application and study of insulation and systems". Building applications of heat flux transducers, ASTM, STP 885, E. Bales, M. Bomberg and G.E. Courville, Eds. American Society for testing and materials Philadelphia, 1985, pp. 163-171.

[24] RAVALITERA G. CORNET M. DUTHOIT B. THERY P.

"Etude et description d'un nouveau thermofluxmètre permettant la mesure simultanée des flux thermiques et des variations de température". Rev. Phys. Appl. 17, 177-185, 1982.

[25] GAVIOT E. HERIN P. THERY P.

"New thermopile for measuring convective and radiative fluxes on a bare wall". 3 IMEKO Symposium on temperatures and thermal measurements in science and industry, Sheffield U.K., 15-17 sept. 87.

"Thin foil bimetallic printed circuits for measuring convective and radiative fluxes. Application in thermal feedforward control". IMEKO XI "Instrumentation for the 21st century", Houston, USA, 1988, to be published.

[27] DUTHOIT B. GAVIOT E. HERIN P. LECLERCQ D. RAZLOZNIK P. THERY P. "Thermopiles à circuits imprimés bimétalliques appliquées à la mesure des flux thermiques et radiatifs sur les parois". Soc. Fran. des thermiciens, journée d'études du 20 janv. 1988.

- [28] HERIN P. "Caractérisation d'une pile thermoélectrique. Application aux mesures de rayonnement". DEA, Lille, 1985.
- [29] MAX J. "Méthodes et techniques de traitement du signal. Applications aux mesures physiques". Masson.
- [30] BOUCHIQUET B. Note technique. Rapport interne, CRESMAT, Lille, 1984.
- [31] RAZLOZNIK P. "Analyse de systèmes thermiques par la méthode des éléments finis. Application à la conception de nouveaux capteurs thermiques". Thèse 3^{ème} cycle, Lille, 1988.
- [32] LECLERCQ D. THERY P. "Three dimensional thermoelectric coupling in bimetallic printed circuit. Application for designing new heat flow sensors". Workshop on heat flux measurements, Budapest, avril 1986, pp. 43-76.
- [33] HERIN P. THERY P. "Thermoelectric interactions distribued in large plated bimetallic junctions. Application for designing heat flow sensors". Review of scientific instrument, proposé pour publication.

[34] BERRACHED N.E. "Etude des échanges par effet Peltier dans les thermocouples de surface. Application à la caractérisation de nouveaux circuits thermoélectriques". Thèse 3^{ème} cycle, Lille, 1982.

[35] KITTEL C. "Introduction à la physique de l'état solide". 3^{ème} édition Dunod, 1972.

[36] LANDAU et LIFCHITZ

"Electrodynamique des milieux continus". Mir tome VIII, 1969.

[37] CALLEN HB "Thermodynamics". Wiley, 1960.

[38] MYAAZBL' KAGANOV MI LIFSCHITZ "Conduction electrons in metals". Scientific American, 228, 88, Janv 1970.

LOGICIELS

- [39] Application de la méthode des différences finies aux calculs des bilans thermiques. Kobru86-USER-CRESMAT/GIE, P. STANDAERT, 1986.
- [40] Autocad. Centre agréé IUT A de LILLE département Génie Mécanique et Productique.

RESUME

Le travail est relatif aux mesures des composantes radiative et convective du flux thermique sur la surface d'une paroi opaque en régime variable.

La première partie concerne l'application de fluxmètres classiques à la mesure du bilan énergétique entre une paroi et son milieu environnant. On montre que lorsque la température de surface est contrôlée par les couches internes de la paroi, le bilan énergétique peut être perturbé par des revêtements d'émissivité connue. La séparation de l'échange convectif et du bilan radiatif à la surface d'une paroi de forte inertie est possible avec une bonne précision, l'utilisation des techniques du traitement du signal par intercorrélation permet de rendre compte des coefficients d'échanges avec son environnement et des caractéristiques thermophysiques de la paroi.

Dans la deuxième partie, nous analysons la modélisation des transferts thermiques à l'intérieur d'une thermopile constituée de jonctions thermoélectriques Cu-Cn de grandes surfaces et par l'interprétation du couplage thermoélectrique distribué créé par la déviation des tubes de flux dans l'épaisseur de la thermopile.

Un montage expérimental (type lame d'air) a été conçu et réalisé pour l'analyse et la détermination des transferts conductif, convectif et radiatif et nous a permis de réaliser l'étalonnage du capteur.

Dans la dernière partie, le capteur est tout d'abord validé d'un point de vue expérimental par comparaison avec les résultats de la première partie en utilisation "in situ". Ce capteur permet d'obtenir les caractéristiques thermophysiques de parois légères et de rendre compte des échanges lentement variable avec son environnement. Enfin un début d'interprétation théorique est proposé.

MOTS CLES:

-Fluxmètre thermique,

-Capteur radiatif,

-Caractérisation,

-Simulation numérique,

-Thermoélectricité,

-Mesures,

-Traitement du signal.